



BACHELORARBEIT

Herr
Yucheng Pan

**Untersuchungen zum Material-
abtrag einer Nickel-Chrom-
Legierung mittels Femto-
sekunden-Laserstrahlung**

Mittweida, 2016

Fakultät: Ingenieurwissenschaften

BACHELORARBEIT

Untersuchungen zum Material- abtrag einer Nickel-Chrom- Legierung mittels Femto- sekunden-Laserstrahlung

Autor:
Herr Yucheng Pan

Studiengang:
Maschinenbau

Seminargruppe:
MB13w2-L

Erstprüfer:
Prof. Dr.-Ing Horst Exner

Zweitprüfer:
M.Sc. Linda Pabst

Einreichung:
Mittweida, 17.02.2017

Faculty of Engineering Sciences

BACHELOR THESIS

Investigation of short pulse laser ablation of nickel- chromium alloy

author:

Mr. Yucheng Pan

course of studies:

Mechanical Engineering

seminar group:

MB13w2-L

first examiner:

Prof. Dr.-Ing Horst Exner

second examiner:

M.Sc. Linda Pabst

submission:

Mittweida, 17.02.2017

Bibliografische Angaben

Pan, Yucheng:

Untersuchungen zum Materialabtrag einer Nickel-Chrom-Legierung mittels Femto-
sekunden-Laserstrahlung

61 Seiten, Hochschule Mittweida, Fakultät Ingenieurwissenschaften, Bachelorarbeit,
2016

Referat:

Das Ziel der Bachelorarbeit ist, die Einflüsse der Laserparameter auf die Laserbearbeitung von Nickel-Chrom-Legierung zu untersuchen. Mittels Femtosekundenlaser werden die Parameter variiert und verschiedene Testfelder erzeugt. Die Ergebnisse werden unter Optisches-Mikroskop, Elektronenmikroskop und Konfokal-Mikroskop gemessen und ausgewertet.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	I
Abkürzungsverzeichnis	III
Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	IX
1 Einleitung	1
1.1 Motivation.....	1
1.2 Aufgabestellung	2
1.3 Stand der Technik	2
2 Versuchsaufbau	4
2.1 Laseranlage und Strahlengang.....	4
2.2 Räumliche Strahleigenschaften [12]	4
2.3 Probenmaterial	6
3 Grundlagen	7
3.1 Wechselwirkung Laser-Material [1] [2]	7
3.2 Bestimmung der Abtragsschwelle.....	10
3.2.1 theoretische Betrachtung der Abtragsschwelle [2] [4] [5] [6]	10
3.2.2 Bestimmung der Abtragschwelle aus den Messergebnissen [4] ...	12
4 Ergebnisse	14
4.1 Einzel- und Multipulse	14
4.1.1 Einfluss der Pulswiederholfrequenz f_p	14
4.1.2 Einfluss der Pulsanzahl	21
4.2 Felderabtrag.....	24
4.2.1 Einfluss des Pulsabstandes und Linienabstandes.....	25
4.2.2 Einfluss der Pulsenergie und der Überfahrtanzahl	31
4.2.3 Einfluss der Pulswiederholfrequenz	33
Literaturverzeichnis	XI
Anlagen.....	A
Eigenständigkeitserklärung	A

Abkürzungsverzeichnis

usw.		und so weiter
fs		Femtosekunde
max.		maximal
f_p		Pulswiederholfrequenz
R_a		Rauheit/Rauigkeit
ns		Nanosekunde
Yb: YAG		Ytterbium-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
AOM		akustooptischer Modulator
λ	[nm]	Wellenlänge
τ_p	[fs]	Pulsdauer
$P_{av, max}$	[W]	Max. Pulsenergie
w_{vor}	[mm]	Rohstrahlradius
M^2		Beugungsmaßzahl
f	[mm]	Brennweite
TEM		Transversale elektromagnetische Moden
W_0	[μm]	Fokusradius
2D/3D		2dimensional/3dimensional
Ni		Nickel

Cr		Chrom
I	[W/m ²]	Intensität
R		Reflexionsgrad
α		Absorptionskoeffizient
δ		Eindringtiefe
L _{th}		Diffusionslänge
κ		Wärmeleitfähigkeit des Materials
H _{th} /F _{th}	[mJ/cm ²]	Abtragsschwelle
ρ	[kg/cm ³]	Dichte
ΔH_s	[kg•m ² •s ⁻²]	Sublimationsenthalpie
M	[g/mol]	molare Masse
z.B		zum Beispiel
N		Pulsanzahl
S		Inkubationsfaktor
d _{th}	[μ m]	Durchmesser der Wirkung
E _p	[μ J]	Pulsenergie
d.h		das heißt
P _d	[μ m]	Pulsabstand

L_d	$[\mu\text{m}]$	Linienabstand
v	$[\text{mm/s}]$	Geschwindigkeit des Scanners
$N_{\ddot{u}}$		Überfahrtanzahl

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Prozentuelle Verteilung des Lasereinsatzbereiches [17]	1
Abbildung 2: Rauheit R_a des Testfelds mittels Nanosekundenlasers [14].....	3
Abbildung 3: Abtragstiefe und Rauheit in Abhängigkeit von Überfahrt [14].....	3
Abbildung 4: Strahlkaustik bei einer Optik mit 80 mm Brennweite.....	5
Abbildung 5: 2D und 3D Strahlprofil in der Stelle der Taille	5
Abbildung 6: Probenmaterial	6
Abbildung 7: Absorptionsgrad in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Materialien [18].....	7
Abbildung 8: Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Materie [11].....	9
Abbildung 9: Fließschema der Prozesskette beim Materialabtrag von Dielektrika [2](links) und Mechanismus des Materialabtrags [3](rechts).....	10
Abbildung 10: schematische Darstellung der gaußschen Fluenzverteilung [2]	12
Abbildung 11: Repetitionsraten mit entsprechenden Teilern	15
Abbildung 12: Mikrofotographie von Laserspür auf Molybdän-schicht [7].....	15
Abbildung 13: Mikrofotographie bei 1, 2, 15, 50, 100 Pulse (von links nach rechts) Bei Teiler 7($f_p=146$ kHz) und $E_p=5$ μ J	16
Abbildung 14: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergien bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 64 ($f_p=16$ kHz).....	17
Abbildung 15: $\log N \cdot H_{th}(N)$ über $\log N$ bei Teiler 64 ($f_p=16$ kHz)	18
Abbildung 16: S über f_p	19
Abbildung 17: die Schwellfluenz bei 100 Pulse in Abhängigkeit der Pulswiederholfrequenz	20
Abbildung 18: das Querprofil des Kraters	20
Abbildung 19: Tiefe in Abhängigkeit von Pulsenergie bei 250 Pulse bei $f_p=16, 204, 512$ kHz	21
Abbildung 20: der Durchmesser des Kraters mit steigender Pulsanzahl bei $f_p=32$ kHz und $E_p=5$ μ J	22
Abbildung 21: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der Pulsanzahl N bei 5 μ J für verschiedenen Pulswiederholfrequenzen	22
Abbildung 22: Die Tiefe der Kavität in Abhängigkeit der Pulsenergie bei 32 kHz bei 100, 250 und 500 Pulse	23
Abbildung 23: Abtragsrate über Pulsenergie bei 100, 250 und 500 Pulse bei f_p 32 kHz.....	24
Abbildung 24: schematische Darstellung des Felderabtrags.....	25
Abbildung 25: Rauigkeit der Testfelder in Abhängigkeit von Puls- und Linienabstand	26
Abbildung 26: Mikroskopaufnahmen der Testfelder mit $2000 \times$ Optik, bei $f_p= 204,8$ kHz, $E_p=5$ μ J und 100 Überfahrtanzahl.....	26
Abbildung 27: Entwicklung des Überlapps der Pulse mit Verringerung des Abstands	27
Abbildung 28: Abtragstiefe in Abhängigkeit von Pulsabstand und Linienabstand	28
Abbildung 29: Mikroskopaufnahmen bei Pulsabstand 43 μ m und Linienabstand 1 μ m.....	29
Abbildung 30: Abtragsoberfläche und die Vertiefung an den Seiten.....	29

Abbildung 31: Mechanismus der Entstehung der Vertiefung	30
Abbildung 32: Rauigkeitskennwert R_a für die Testfelder.....	31
Abbildung 33: die Tiefe der Testfelder	31
Abbildung 34: Mikroskopaufnahmen der Testfelder von 1 μ J bis 4 μ J bei 300 Überfahrt...	32
Abbildung 35: Rauigkeitskennwert R_a für die Testfelder.....	33
Abbildung 36: die Tiefe der Testfelder	33
Abbildung 37: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 32 ($f_p=32$ kHz).....	A
Abbildung 38: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 7 ($f_p=146$ kHz).....	A
Abbildung 39: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 5 ($f_p=204$ kHz).....	B
Abbildung 40: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 2 ($f_p=512$ kHz).....	B
Abbildung 41: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 1 ($f_p=1024$ kHz).....	C
Abbildung 42: $\text{LogN} \cdot H_{th}(N)$ über LogN bei Teiler 1- Teiler 64.....	D

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Laserstrahlparameter des Femtosekundenlasers Impuls der Firma Clark	4
Tabelle 2: Schwelleffluenz verschiedener Pulsanzahlen, Teiler 64 ($f_p=16$ kHz).....	17
Tabelle 3: Inkubationsfaktor bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen.....	18
Tabelle 4: Delays des Scanners bei unterschiedlichen Fahrgeschwindigkeiten	25
Tabelle 5: Schwellffluenz, Inkubationsfaktor bei verschieden Pulswiederholffrequenzen	D
Tabelle 6: Die Schwellffluenz bei 100 Pulse über verschiedene Pulswiederholffrequenzen und entsprechende Teilern.....	D
<i>Tabelle 7: Tiefe in Abhängigkeit von Pulsenergie bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen</i>	<i>E</i>

1 Einleitung

1.1 Motivation

Der Einsatz von Laserbearbeitung bedeckt heutzutage immer mehr industrielle Branchen. Es ermöglicht eine präzise Bearbeitung nahezu aller Materialien. In Hinsicht auf die globale Verwendung des Laserproduktes ist die Materialbearbeitung noch der größte Einsatzmarkt, beträgt einen Anteil von 35,2 Prozent. [17]

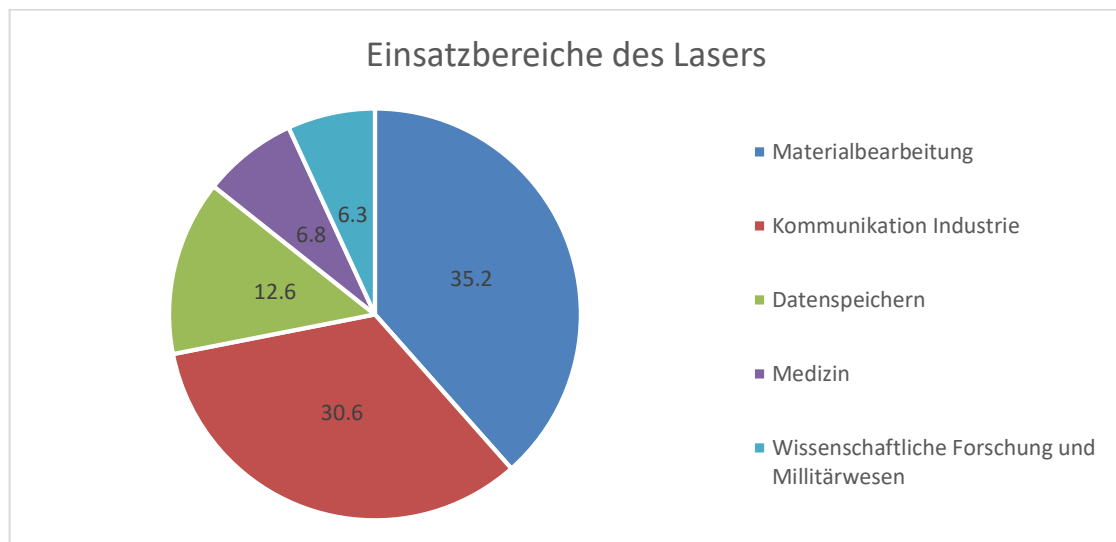


Abbildung 1: Prozentuelle Verteilung des Lasereinsatzbereiches [17]

Mit Erfindung des neuen faserbasierten Ultrakurzpulslasers mit Pulswiederhol-
frequenz von einigen 10 kHz bis zum mehreren MHz macht die Mikromaterialbe-
arbeitung effizienter. Bei unserer abtragenden Bearbeitung des Materials haben
die vielfältige Parameter großen Einfluss auf die Bearbeitungsergebnisse. Von
daher sollten geeignete Bearbeitungsparameter für das gezielte Ergebnis und die
Qualität gewählt werden.

Die Nickel-Chrom-Legierung ist korrosions- und hochtemperaturbeständig und
hat eine spezielle Eigenschaft des elektrischen Widerstands. Darum wird diese
Legierung für viele Hochtemperaturanwendungen wie Öfen, Jet-Motorenteile und
Reaktionsgefäße eingesetzt, auch als Material für Widerstand, Draht, Ersatzzahn
usw. verwendet werden. Die Bearbeitung des Materials ist unvermeidlich.

1.2 Aufgabestellung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung zum Abtragsverhältnis einer Nickel-Chrom-Legierung in Abhängigkeit von den Parametern mittels Femtosekunden-Laserstrahlung. Der zur Verfügung stehende Laser ist ein Ytterbium dotierter Faserlaser mit einer Pulsdauer von 170 fs. Die Pulswiederholffrequenz kann von 16 kHz bis 1024 kHz variiert werden. Es liefert eine max. Ausgangsleistung von 7 W. Erstens werden Testfelder mit einzel- und Multipulse erzeugt. Die variierten Parameter sind die Pulswiederholffrequenz f_p und die Pulsanzahl. Mit der Variation der Pulswiederholffrequenz wird deren Einfluss auf den Inkubationsfaktor, die Abtragsschwelle und die Abtragstiefe untersucht. Mit der Variation der Pulsanzahl wird seinen Einfluss auf den Abtragsdurchmesser, Abtragstiefe bzw. Abtragsrate untersucht. Beim zweiten Versuch werden mit den Kenntnissen des ersten Versuchs kleine Felder abgetragen. Damit wird den Einfluss des Puls- und Linienabstands, der Pulsenergie, der Überfahrtanzahl und der Pulswiederholffrequenz auf die Rauheit bzw. die Tiefe der erzeugten Abtragsflächen untersucht.

1.3 Stand der Technik

Am Laserinstitut der Hochschule Mittweida wurde schon die Untersuchung der Abtragsschwelle bei einem spintronischen Schichtmaterial mittels Kurzpulslaser durchgeführt. Die Abtragsschwelle wurde über den Verlauf der Durchmesserquadrate des Abtrags in Abhängigkeit der maximalen Laserfluenz bestimmt, indem die Koeffizienten der resultierenden Regressionskurve mit der entsprechenden theoretischen Gleichung verglichen. Die ermittelte experimentelle Abtragsschwelle und Fokusradius stimmt näherungsweise mit dem theoretischen Wert überein. Mit Hilfe der Gleichung und den Materialkennwerten wurde die Abtragsschwelle von Silizium mit $1,01 \text{ J/cm}^2$ berechnet. Und aus den Messergebnissen ergibt sich die Abtragsschwelle $0,95 \text{ J/cm}^2$. Auf Grundlage dieser Methode zur Bestimmung der Abtragsschwelle können weitere Untersuchungen durchgeführt werden. [1]

Wenn die Abtragsschwelle überschritten wird, wird der Werkstoff abgetragen. Mit Überlapp der Laserpulse wird Felderabtrag erzeugt. Die Qualität des Testfelds wird durch den Rauheitswert R_a und die Abtragstiefe ausgewertet. Wenn der Edelstahl 1.4404 mittels ns-Laser bearbeitet wird, kommt es zu diesem Ergebnis,

dass bei hohen Pulsenergien zwischen ungefähr 80 μJ und 120 μJ ein deutlicher Anstieg der Rauheit wegen der Ausbildung von Vertiefungen und Erhebungen entsteht, dabei mit steigendem Pulsabstand verringert sich der Rauheitswert. Aber bei kleinen Energien steigt die Rauheit mit steigendem Pulsabstand, das ist auf Grund der Gaußverteilung der Intensität. Bei geringen Pulsenergien wird das Material nur in der Mitte des Strahls verdampft, siehe Abbildung 2.[14]

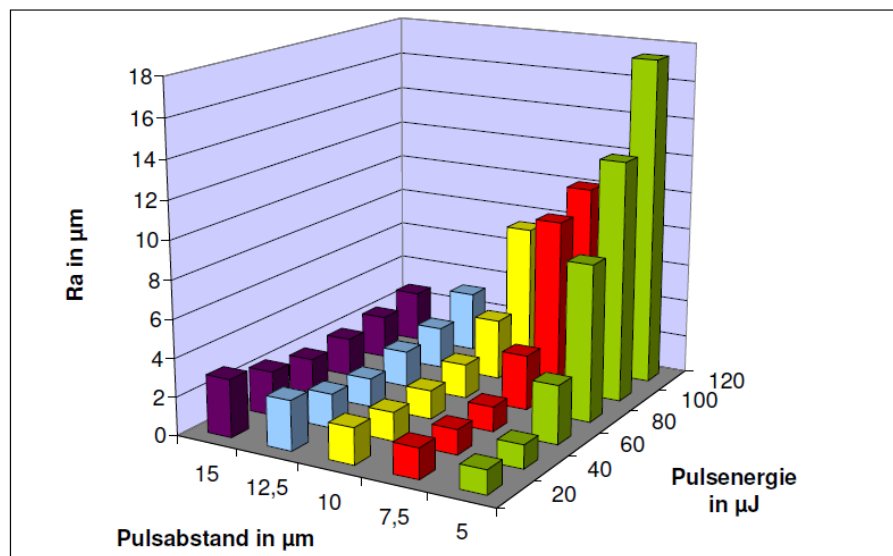


Abbildung 2: Rauheit R_a des Testfelds mittels Nanosekundenlasers [14]

Die Tiefe des Testfelds verändert sich wenn die Überfahrtanzahl variiert wird. Nach der Untersuchung bei Pulsenergie 40 μJ und Pulsabstand 5 μm in [14], weicht die Rauheit mit steigender Überanzahl nicht viel ab, aber die Tiefe nimmt damit zu, siehe Abbildung 3.

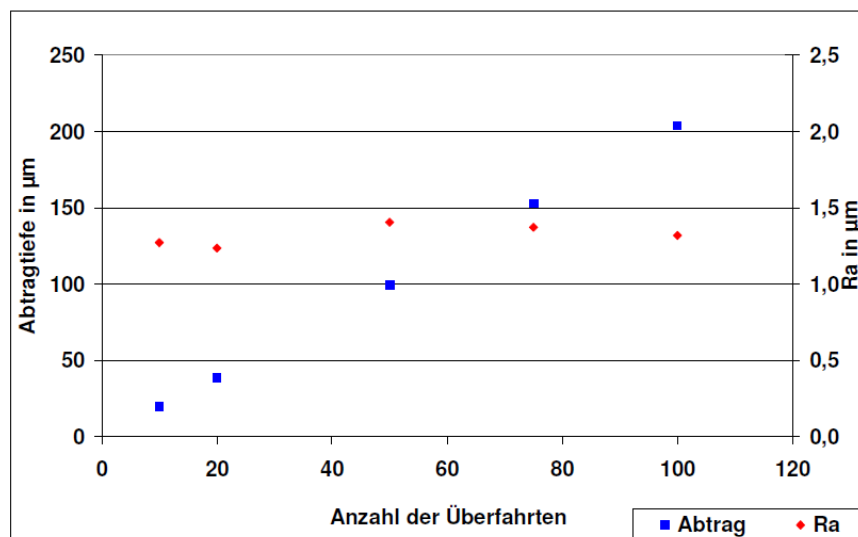


Abbildung 3: Abtragtiefe und Rauheit in Abhängigkeit von Überfahrt [14]

2 Versuchsaufbau

2.1 Laseranlage und Strahlengang

Für die Versuche wurde die Femtosekundenlaser Impuls der Firma Clark verwendet. Der ist ein Yb: YAG Festkörperlaser, welcher gepulst betrieben wird. Der Laser emittiert eine Wellenlänge von 1030 nm. Die Variation der Pulswiederhol- frequenz und die Leistungsvariation erfolgt über einen akustooptischen Modula- tor(AOM). Tabelle 1 zeigt die wichtigsten Laserstrahleigenschaften.

Wellenlänge λ	1030	[nm]
Pulsdauer τ_p	170	[fs]
Max. Pulsenergie $P_{av, max}$	7	[W]
Pulswiederholfrequenz f_p	16-1024	[kHz]
Rohstrahlradius w_{vor}	1,4	[mm]
Beugungsmaßzahl M^2	1,3	

Tabelle 1: Laserstrahlparameter des Femtosekundenlasers Impuls der Firma Clark

Für die Versuche wird ein Scanner Scanlab IntelliSCAN 14 eingesetzt, die Strahl- fokussierung erfolgt mit einer F-Theta Optik mit 80 mm Brennweite. Der theoreti- sche Fokusradius kann durch folgende Formel berechnet werden:

$$W_0 = \frac{M^2 * \lambda * f}{\pi * W_{vor}} = \frac{1,3 * 1030nm * 80mm}{\pi * 1,4mm} = 24,4 \mu m \quad (1)$$

Des weiteren steht eine Bearbeitungsstation mit hochpräziser X-Y-Koordinaten- tisch sowie eine Präzise Z-Achse zur Verfügung.

2.2 Räumliche Strahleigenschaften [12]

In der Anwendung der Laser bei Materialbearbeitung und Messtechnik wird oft von der Strahlqualität gesprochen, welche durch die Beugungsmaßzahl M^2 be- schrieben wird. Der Gaußstrahl(TEM₀₀) hat eine Beugungsmaßzahl 1 und ist we- gen seiner minimalen Divergenz für viele Anwendungen der Lasertechnik das Bestfall. Der Laserstrahl breitet sich axial in Form von Rotationshyperboloid aus wie in Abbildung 4 gezeigt. In dieser Abbildung ist die Strahlvermessung durch

Primes Laserdiagnose Software bei verwendeter 80 mm f-theta Scanneroptik dargestellt.

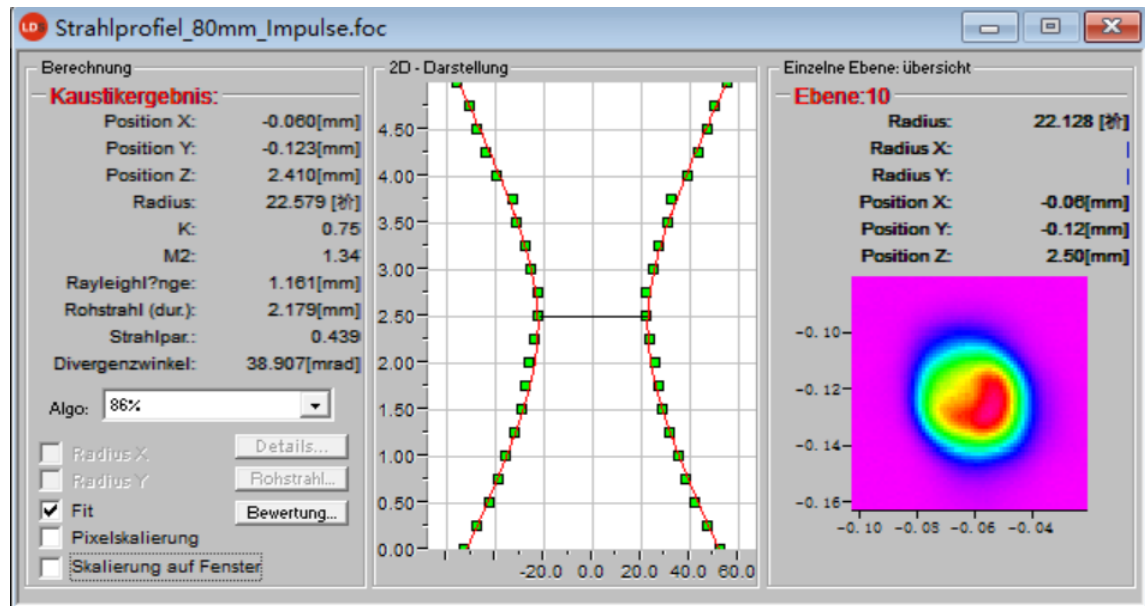


Abbildung 4: Strahlkaustik bei einer Optik mit 80 mm Brennweite

Zur Bestimmung von M^2 wird den Strahldurchmesser längs der Strahltaile vermessen. Die Taille des Strahlverlaufs ist als der Strahlradius definiert, welche schmalst ist und durch die Linie im Bild gekennzeichnet wird. Die Strahlung außerhalb der Taille breitet sich entlang bestimmtem Divergenzwinkel aus und der Strahlquerschnitt vergrößert sich. Die relevanten Parameter sind auch in Abbildung 4 angegeben. Im Bild kann man lesen, dass unser Strahl einen Radius von 22,5 μm und eine M^2 von 1,3 hat. Bei unserem Versuch wird keine Defokussierung eingesetzt, d.h unser Fokusradius ist gleich 22,5 μm (stimmt gut mit dem theoretischen Wert aus Gleichung 1 überein).

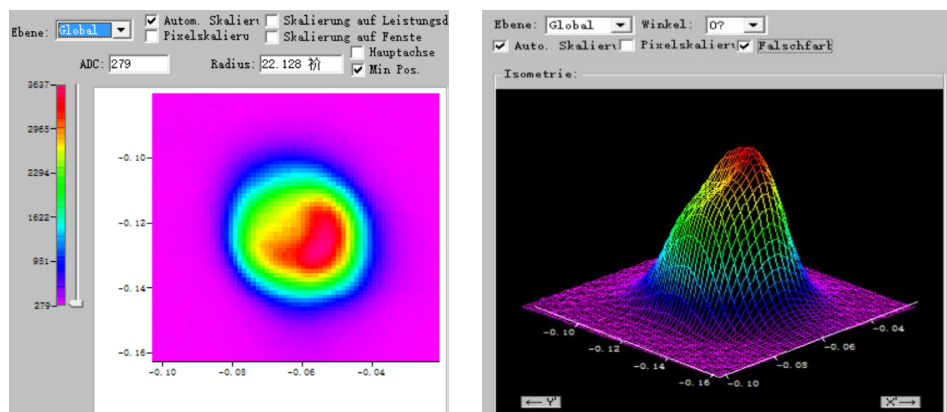


Abbildung 5: 2D und 3D Strahlprofil in der Stelle der Taille

Abbildung 5 zeigt die das 2D bzw. 3D Strahlprofil im Fokus. Das linke Bild ist der Strahlquerschnitt im Fokus, die Farbe beschreibt die Intensitätsverteilung. Mit dem rechten Bild wird die Mode dreidimensional dargestellt. Es ist ersichtlich, dass es kein ideales Gaußprofil ist, weil der Querschnitt elliptisch aufweist und die Mode nicht rotationssymmetrisch ist. Der verbeulte Teil im 3D-Profil entspricht auch dem Farbeverlauf im linken Bild.

2.3 Probenmaterial

Als Material wird eine Nickel-Chrom-Legierung genommen. Das Probenmaterial ist eine Ni80/Cr20, das heißt die Legierung besteht aus 80% Nickel und 20% Chrom. Unsere 1. Probe ist ein NiCr-Blech mit einer Dicke von 0,51 mm. Bei der 2. Probe werden fünf 10*10 mm Quadrate desselben Bleches wie 1. Probe in Epoxidharz eingebettet. Die herausgetrennten quadratischen Bleche werden zunächst entgratet. Anschließend lassen sich in einem Becherglas mit Ethanol mit Ultraschallreinigung behandelt werden. Die Einbettung dient dem Fixieren der kleinen Bleche. Nach Einbetten wird die Probe geschliffen und poliert, nach mehrstufigen Arbeitsgängen werden die durch die Bearbeitung entstandenen Riefen abgetragen. Der Aufbau des Probenmaterials wird in Abbildung 6 dargestellt.

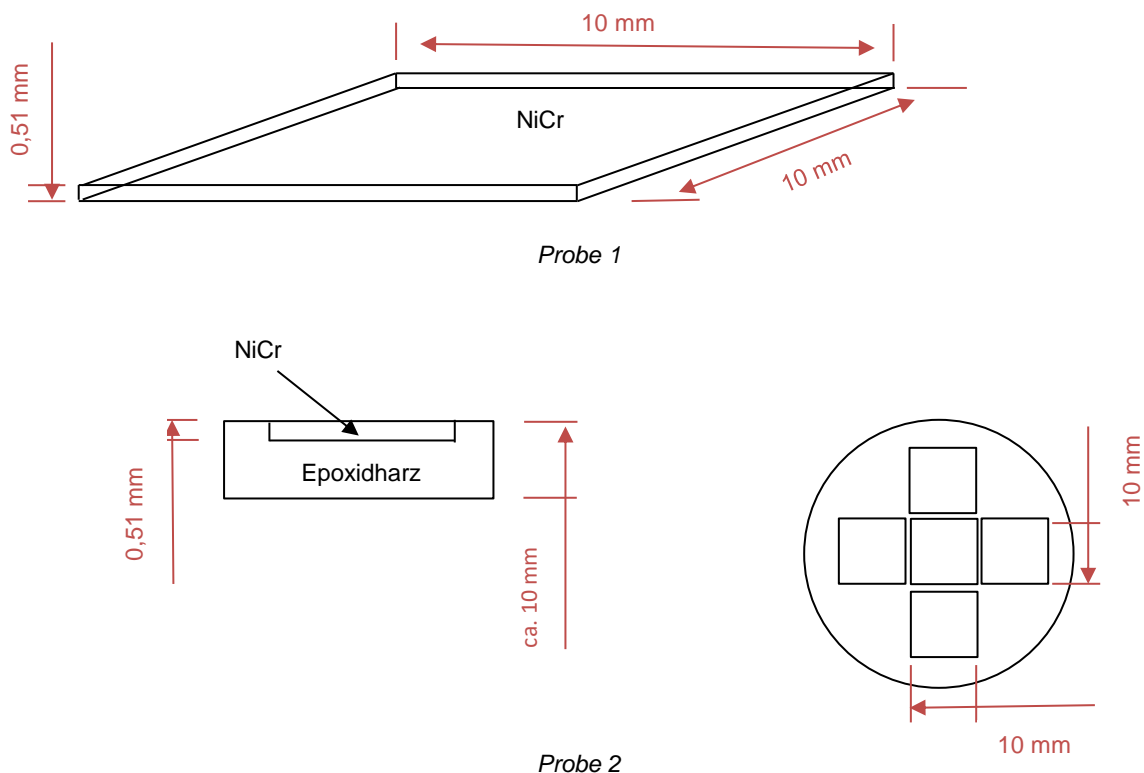


Abbildung 6: Probenmaterial

3 Grundlagen

3.1 Wechselwirkung Laser-Material [1] [2]

Die Laserbearbeitung erfolgt durch die Absorption der Laserenergie in Substrat. Die Absorption ist abhängig vom Material, der Laserwellenlänge λ und der Pulsdauer τ usw.

Die Laserwellenlänge λ entscheidet, wie die Laserstrahlung in das entsprechende Material absorbiert wird. Die Elektronen im Material absorbieren die Laserenergie meistens durch lineare Prozesse - vor allem im ultravioletten Spektralbereich. Bei hoher Laserintensität im Fall von ultrakurzen Lichtimpulsen kann auch nichtlineare Absorption (die Absorption der Laser verringert sich mit steigender Laserintensität) eine Rolle spielen - besonders bei transparenten Materialien liegt dieses bei Laserwellenlängen im nahen infraroten Spektralbereich vor.

Die Pulsdauer entscheidet, wie die Seed-Elektronen für die Materialmodifikation oder Materialabtragen entsteht. Bei Pulsdauer im Nanosekundenbereich gilt ein anderer Mechanismus als im Femtosekundenbereich mit ultrakurzen Pulsen.

Das Substratmaterial, auf das der Laser beaufschlagt, hat einen Einfluss auf den Absorptionskoeffizient, es gibt stark absorbierende Materialien wie Glas und Keramik und weniger stark absorbierende Materialien wie Silizium und Eisen, siehe Abbildung 7.

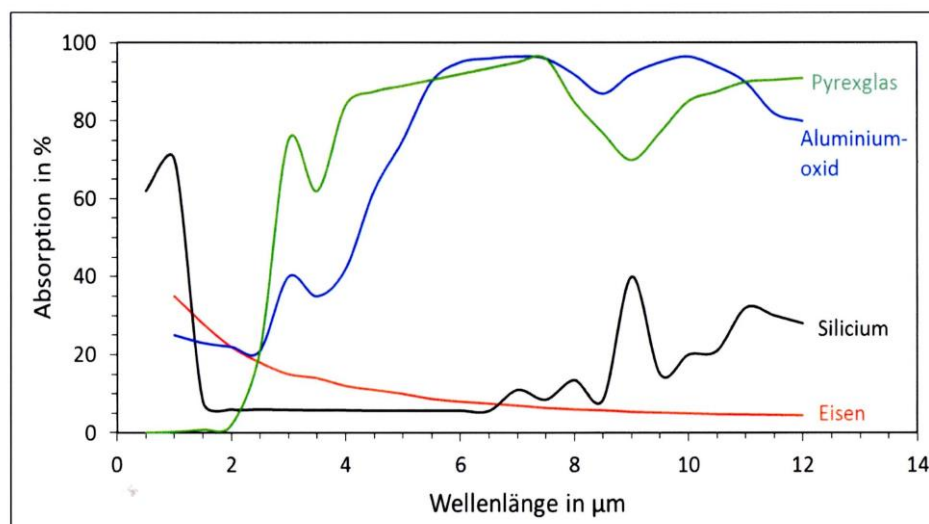


Abbildung 7: Absorptionsgrad in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Materialien [18]

Aber bei Bearbeitung mit entsprechenden Parametern wird nicht alle Menge der Laserenergie im Material aufgenommen. Wenn ein Laserstrahl mit der Intensität I auf die Material beaufschlagt, so wird der Großteil der Strahlung ($I \cdot R$) je nach dem entsprechenden Reflexionsgrad R an der Oberfläche reflektiert und nur der restliche Teil der Laserstrahlung $(1-R) \cdot I$ geht in den Werkstoff ein. Laut des Lambert-Beerschen Gesetzes hat die Intensität I und die Eindringtiefe folgende Beziehung:

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-\alpha \cdot r} \quad (2)$$

Das heißt die Intensität I nimmt von der Anfangsintensität I_0 an der Oberfläche mit steigender Eindringtiefe r ab. Der konstante Absorptionskoeffizient α ist abhängig von Material und Wellenlänge.

Daraus wird die optische Eindringtiefe folgend definiert:

$$\delta = 1/\alpha \quad (3)$$

Und die Eindringtiefe hängt von der thermischen Diffusionslänge L_{th} ab, welche auch als Wärmeeinflusszone genannt, die beeinflusst die Diffusion der Wärme. Die thermische Diffusionslänge L_{th} bei einer Pulsdauer τ und einer Wärmeleitfähigkeit des Materials κ wird durch folgenden Ausdruck beschrieben:

$$L_{th} \sim \sqrt{2\kappa \cdot \tau} \quad (4)$$

Der Prozess der Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Materie wird in Abbildung 8 vorgestellt.

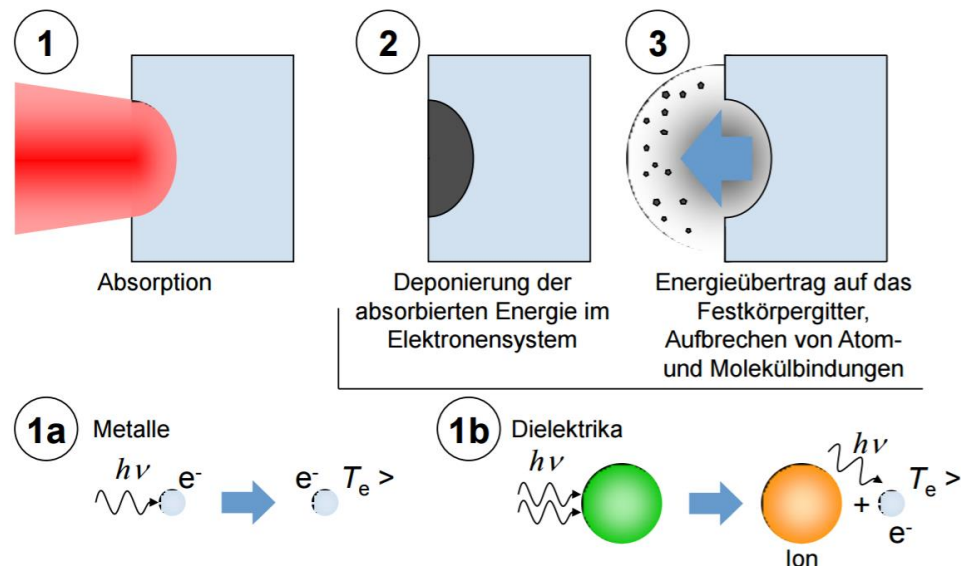


Abbildung 8: Wechselwirkung ultrakurzer Laserpulse mit Materie [11]

Die Laserstrahlung hat die Form von elektromagnetischen Wellen. Bei Metallischen Werkstoffen erfolgen die Absorption der Laserstrahlung durch die freien Elektronen im Leitungsband. Die absorbierende Energie wird in Elektronensystem deponiert. Die Energie wird danach auf das Festkörnergitter übertragen, was zum Aufbrechen von Atom- und Molekülbindung führt. Dabei können die Teilchen an ihrem Platz nicht mehr gehalten werden und frei bewegen, was zu Änderung des Aggregatzustands führt. Das heißt das Material wird auf die für den Bearbeitungsprozess benötigte Temperatur, die Schmelz- bzw. Siedetemperatur, gebracht.

Bei Dielektrika kann man sich den Prozess entsprechend dem Fließschema in Abbildung 9 (links) vorstellen. Die im Leitungsband des Dielektrikums befindlichen freien Elektronen werden im Lichtfeld beschleunigt und stoßen die Atomen, damit andere Elektronen entstehen. Demnach erreicht es zu der kritischen Elektronendichte ($\sim 10^{20}/\text{cm}^3$). Das ist die sogenannte lawinenartige Ionisation. Des Weiteren erfolgt eine Energieübertragung an das Festkörnergitter durch Elektronen-Phononen-Kopplung, was zu Schmelze, Verdampfung und letztendlich zur Zerstörung des Gitters führt. Der schematische Abtragsprozess wird in der Abbildung 9 (rechts) dargestellt. Die Laserstrahlung tritt auf die Oberfläche des Werkstücks, durch passende ausgewählte Laserintensität wird ein ausgeprägtes Schmelzbad erzeugt. Da jedoch auch ein Teil der Schmelze verdampft, der Dampfdruck treibt die Schmelz mit der Geschwindigkeit v_m radial vom Bohrungsgrund nach außen aus, damit entsteht eine kegelförmige Kavität nach dem Abtrag.

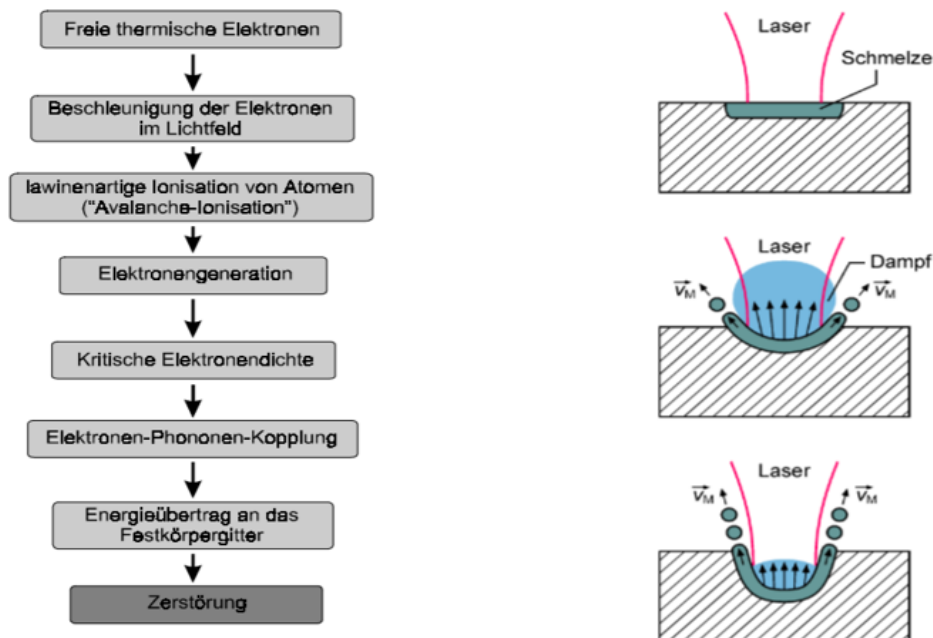


Abbildung 9: Fließschema der Prozesskette beim Materialabtrag von Dielektrika [2](links) und Mechanismus des Materialabtrags [3](rechts)

3.2 Bestimmung der Abtragsschwelle

3.2.1 theoretische Betrachtung der Abtragsschwelle [2] [4] [5] [6]

Die Abtragsschwelle H_{th} ist die Schwelle, ab der ein Materialabtrag erfolgt. Die Schwelle muss überschritten werden, um das Material abzutragen. Die Abtragsschwelle ist ein material- und wellenlängenabhängiger Parameter und hat für jeden Werkstoff einen charakteristischen Wert. Die Abtragsschwelle H_{th} kann theoretisch ungefähr durch folgende Formel berechnet werden:

$$H_{th} \cong \frac{\Delta H_s \cdot \rho}{(1-R) \cdot \alpha \cdot M} \quad (5)$$

Daraus ergibt sich, dass die Abtragsschwelle von der Dichte ρ des bearbeitenden Materials, dem Reflexionsgrad R und der Sublimationsenthalpie ΔH_s (Summe aus Schmelz- und Verdampfungsenthalpie), sowie vom Absorptionskoeffizient α und von der molaren Masse M abhängt.

Der Reflexionsgrad R und der Absorptionskoeffizient α ist abhängig von der Laserquelle und dem Material. Zur Laserquelle spielen z.B die Wellenlänge, die Polarisation und der Einfallswinkel der Strahlung eine Rolle. Zum Material haben

die Oberflächenbeschaffenheit, die Kennwerte und Eigenschaften des verwendeten Materials einen Einfluss auf die Reflexion und Absorption.

Außer den oben erwähnten Werten hängt die Abtragsschwelle nach vielen Arbeiten auch von der Pulsdauer der Laserstrahlung ab. Die Abhängigkeit wird von folgendem Ausdruck beschrieben:

$$H_{th} \sim \sqrt{\tau} \quad (6)$$

Die Abtragsschwelle verändert sich auch bei meisten Werkstoffen mit der Pulsanzahl N . Die Abtragsschwelle $H_{th}(N)$ mit N Laserpulse ist abhängig von der Einzelpulsabtragsschwelle $H_{th}(1)$:

$$H_{th}(N) = H_{th}(1) \cdot N^{S-1} \quad (7)$$

S ist der Inkubationsfaktor, welche dem Inkubationseffekt sagt. Wenn mehrere Laserpulse auf dieselbe Stelle der Probe ausübt, wird jedoch auch unterhalb der Einzelpuls-Abtragsschwelle schon Material entfernt. Dieser Effekt heißt Inkubation und entsteht durch Materialveränderungen infolge der auftreffenden Laserpulse (durch ersten Laserpuls kann die Materialoberfläche sich verändert werden. Damit ändert sich die optischen Eigenschaften des Materials und der nachfolgende Puls wird anders absorbiert). Ein Inkubationsfaktor $S=1$ bedeutet, dass die Schwellfluenz unabhängig von der Pulsanzahl ist. Je kleiner S wird, desto stärker ist der Inkubationseffekt ausgeprägt. Bei $S>1$ wird die Abtragsschwelle mit zunehmender Pulsanzahl höher.

Gleichung (7) wird nun umgeformt, um folgenden Zusammenhang zu erhalten:

$$\log N^S \cdot H_{th}(N) = S \cdot \log N + \log H_{th}(1) \quad (8)$$

Diese Formel zeigt, dass der Logarithmus von $N^S \cdot H_{th}(N)$ proportional zu $\log N$ mit dem Proportionalitätsfaktor S ist. Nach den Messergebnissen werden der Logarithmus von $N^S \cdot H_{th}(N)$ über Logarithmus von N in Diagramm aufgetragen. Dann ist die Steigung der Trendlinie der Inkubationsfaktor.

3.2.2 Bestimmung der Abtragsschwelle aus den Messergebnissen [4]

Bei unseren Versuchen handelt es sich um eine näherungsweise Gaußverteilung der Laserfluenz, siehe Abbildung 5. Die Kurve in dem Bild 10 zeigt die gaußsche Verteilung der Laserfluenz in radialer Richtung. Wie im Bild gesehen, ab der Abtragsschwelle $F_{th}(H_{th})$ wird das Material abgetragen. Von $F_{mod.}$ bis zum F_{th} tritt nur eine Materialmodifikation auf. Und unterhalb der $F_{mod.}$ wird keine Modifikation passieren. Bei einem gaußverteilten Strahlprofil wird eine kreisförmige Kavität in der Probe erzeugt. An der Stelle, wo die Fluenz gleich das $1/e^2$ - Fache der Spitzenfluenz F_0 ist, wird der gaußsche Strahlradius w_{86} definiert.

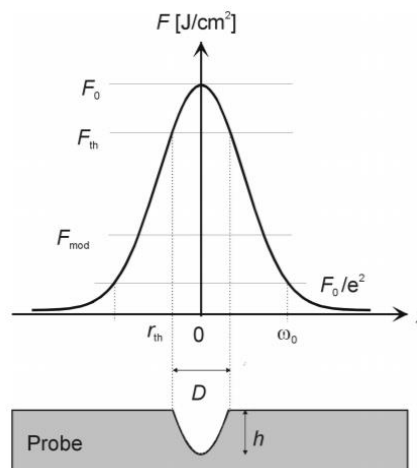


Abbildung 10: schematische Darstellung der gaußschen Fluenzverteilung [2]

Die Schwellfluenz kann fast nicht direkt gemessen werden. Mit einem modifizierten Lösungsansatz ist es jedoch möglich, die Schwellfluenz H_{th} zu bestimmen, indem der im Werkstoff entstehenden Durchmesser d_{th} der Wirkung in Abhängigkeit der Pulsenergie E_p aufgetragen wird. Durch die Einbeziehung von genügend vielen Werten erhält man jeweils einen relativ genauen statistisch gemittelten Wert für die Schwellfluenz.

Zuallererst wird die Schwellfluenz H_{th} durch Angabe der Spitzenfluenz H_0 und des Radius der Wirkung sowie des Fokusradius w_{86} mit dem Zusammenhang in Gleichung (9) beschrieben. Die Spitzenfluenz H_0 kann man aus Fokusradius w_{86} und der Pulsenergie E_p bzw. der mittleren Leistung P_{av} berechnen. Der Fokusradius kann durch Gleichung (11) berechnet werden (Beugungsmaßzahl $M^2=1,3$ und Rohstrahlradius $w_p=1,4\text{mm}$):

$$H_{th}=H_0(E_p|w_{86}) * e^{-2*\frac{r_{th}^2}{w_{86}^2}} \quad (9)$$

$$H_0=\frac{2*E_p}{\pi*w_{86}^2} \quad (10)$$

$$w_{86}=\frac{M^2*\lambda*f}{\pi*wp} \quad (11)$$

Gleichung (9) wird nun umgeformt, um folgenden Zusammenhang zu erhalten:

$$r_{th}^2 = -\frac{1}{2} w_{86}^2 \times \ln\left(\frac{H_{th}}{H_0}\right) \quad (12)$$

Durch Einsetzen von (10) in (12) und Einsetzen von $r_{th}^2 = \frac{1}{4} d_{th}^2$ erhält man Gleichung (13):

$$d_{th}^2 = 2w_{86}^2 \times \ln(E_p) + 2w_{86}^2 \times (\ln 2 - \ln H_{th} - \ln(\pi \times w_{86}^2)) \quad (13)$$

Trägt man jetzt die gemessene Abtragsdurchmesser über die jeweils eingesetzte Pulsenergie auf, sollte der resultierende Kurven-Verlauf einer Logarithmusfunktion der Form $y=m*\ln x+n$ entsprechen. Durch Koeffizientenvergleich der Trendfunktion ergibt sich zunächst direkt der Parameter w_{86} und durch erneutes Einsetzen in Term n die Schwellfluenz H_{th} .

4 Ergebnisse

4.1 Einzel- und Multipulse

4.1.1 Einfluss der Pulswiederholfrequenz f_p

Erstens wird der Einfluss der f_p auf den Inkubationsfaktor untersucht. Wie in 3.2.1 gesagt der Inkubationseffekt ist eine Erscheinung unter mehrer Pulsanzahl, bei dem entsteht jedoch auch unterhalb der Einzelpuls-Schwellfluenz schon Materialmodifikation. Darum nehmen wir bei einer konstanten Wiederholfrequenz außer 1 Puls noch 2, 15, 50 und 100 Pulse und für jede Pulsanzahl wird ein Testfeld mit Energiereihen auf Probe gemacht. Die Energie steigt von 0,5 μJ bis 1,5 μJ in Schritt 0,1 μJ und danach auf 5 μJ in Schritt 0,25 μJ auf. Damit kann der Inkubationsfaktor für diese Pulswiederholfrequenz bestimmt werden. Danach werden dieselben Bearbeitungen bei anderen Pulswiederholfrequenzen durchgeführt, um den Inkubationseffekt bei unterschiedlichen Pulswiederholfrequenzen zu vergleichen.

Wenn wir über Multipulse sprechen, spielt die Pulswiederholfrequenz (auch Repetitionsrate genannt) eine Rolle. Pulswiederholfrequenz beschreibt wie schnell die Pulse aufeinander folgen. Die Pulswiederholfrequenz beeinflusst die Wärmeleitung. Wenn die f_p erhöht wird, die Pulse werden in kürzeren zeitlichen Abstand aufeinander folgen. Dadurch verbleibt weniger Zeit für einen Temperatúrausgleich mit der Umgebung und mit jedem Laserpuls kann sich die Temperatur im Werkstück erhöhen

Bei Einzelpuls brauchen wir nur bei einer beliebigen Pulswiederholfrequenz zu machen, weil die Einzelpuls-Abtragsschwelle nicht von der Pulswiederholfrequenz abhängig ist. Bei unserem Laser besteht die Möglichkeit, die Frequenz von 16 kHz bis 1024 kHz zu ändern und die entsprechende Teiler ist von 64 bis 1. Als Teilervariation werden Teiler 1, 2, 3, 4, 5, 7, 15, 32, 64 bei der Untersuchung des Einflusses der Pulswiederholfrequenz genommen, welche über die Strecke von 16 kHz bis 1024 kHz möglichst gleichmäßig verteilen können, die entsprechenden Pulswiederholfrequenzen werden in Abbildung 11 mit angegeben. Weil

der Teiler nur Ganzzahl sein kann, eine gleichmäßige Verteilung auf ganzer Strecke wird nicht erfüllt. Für die Untersuchung des Einflusses der f_p auf S werden Teiler 1, 2, 5, 7, 32, 64 genommen.

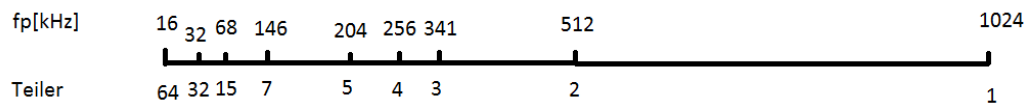


Abbildung 11: Repetitionsraten mit entsprechenden Teilern

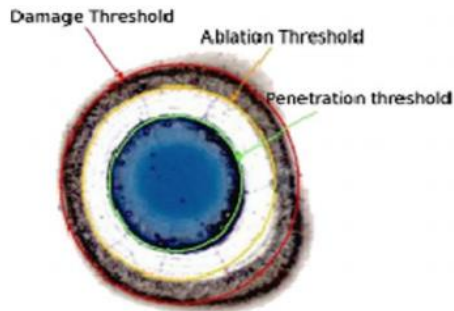


Abbildung 12: Mikrofotographie von Laserspuren auf Molybdän-schicht [7]

Wenn die Laserstrahlung auf den Werkstoff auftrifft, werden verschiedene Modifikationen erzeugt. Wie z.B. in Abbildung 12 gezeigt, der äußere Kreis ist der beschädigte Krater, der unter der Abtragschwelle des Materials erzeugt wird, z.B. geschmolzen. Der mittlere Kreis ist das abgetragene Material und in dem inneren Kreis wird das Material durchgedrungen.

Der Grund dafür liegt an der gaußschen Fluenzverteilung der Laserstrahlung. Bei den meisten Bearbeitungsverfahren treten unerwünschte Nebenerscheinungen auf, die durch eine Lasermaterialwechselwirkung entstehen können, zum Beispiel die Bildung einer Wärme- und Schockeinflusszone, Kondensation, Re- und Umkristallisierung, laserinduzierte Diffusion sowie Strukturveränderungen des Werkstoffs. Deswegen ist die Spur in Abbildung 12 kein perfekter Kreis.

Bei Ermittlung des Inkubationsfaktor S sollte dieselbe Modifikation bei 1, 2, 15, 50 und 100 Pulse genommen werden, um die Messergebnisse vergleichbar zu lassen.

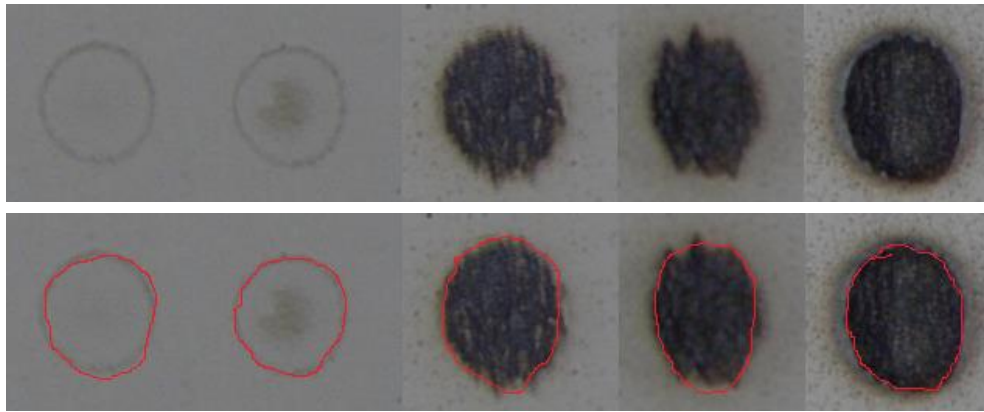


Abbildung 13: Mikrofotographie bei 1, 2, 15, 50, 100 Pulse (von links nach rechts) Bei Teiler 7 ($f_p=146$ kHz) und $E_p=5 \mu J$

Bei unserem Versuch sehen die Ergebnissen wie in Abbildung 13 aus. Betrachten wir jetzt nur die Modifikation (der Durchmesser wird nicht gemäß dem Maßstab beobachtet). Es ist ersichtlich, dass bei Einzelpuls schon Modifikation aufweist. Aber bei 1,2,15 Pulse ist noch schwer, eine deutliche Tiefe unter Mikroskop zu sehen. Das heißt hier kann man noch nicht festlegen, ob die Abtragschwelle überschritten geworden ist. Dabei wird das Material bei 50 und 100 Pulse schon abgetragen, weil eine deutliche Tiefe gesehen wird. Und bei den Spuren ist keine unterschiedlichen Modifikationen wie in Abbildung 12 vorhanden. Die Schwarze Bereich bei 15,50 und 100 Pulse ist der Boden des Kraters, welcher geschmolzen wegen der Wärmeakkumulation der Multipulse wird. Und die Probe ist keine dünne Schicht und entsteht kein Durchabgetragener Bereich. Spekulativ sind die mit rot gezeichneten Bereiche die abgetragenen Teile (siehe Abbildung 13, unter). So ist es sinnvoll, dass wir diese Bereiche als dieselbe Schwellfluenz definieren, ab der das Abtragen entsteht. Bei 100 Pulse entsteht helle Wärmeeinflusszone neben dem abgetragenen Bereich, die zählt nicht zu Abtragen.

Bei 15, 50 und 100 Pulse weist die Abtragungsspur elliptisch auf und bei Einzelpuls und 2 Pulse sind die Spur relativ kreisförmig. Der Grund kann durch das in Kapitel 2.2 beschriebene Strahlprofil erklärt werden (siehe Abbildung 5 links). Bei kleiner Pulsanzahl ist die Intensität im blauen Bereich zu niedrig das Material abzutragen. Innerhalb des grünen Bereiches passiert schon der Abtrag. Im Bild kann man sehen, dass die Ringe verschiedener Farbe nicht parallel sind, der grüne Ring ist relativ kreisförmig, deshalb ist die Spur bei kleiner Pulsanzahl relativ kreisförmig. Bei 2 Pulse wird in der Mitte ein schwarzer Teil gesehen, dessen Form dem roten Bereich entspricht, wo höhere Intensität besitzt. Das sagt, dass ab 2 Pulse schon

Schmelze in der Mitte entsteht. Bei großer Pulszahl wird das Material ab blauem Bereich schon abgetragen und geschmolzen. Der blaue Ring weist elliptisch auf deshalb ist die Spur auf der Probe elliptisch. Beim Messen können wir mit Messprogramm direkt zu Äquivalentdurchmesser eines Kreises mit gleicher Fläche umrechnen.

Zuerst wird jeweilige Schwellfluenz von verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 64 aus den Messergebnissen berechnen. In Abbildung 14 sind die Quadrate der Beschädigungsdurchmesser über die Pulsenergien aufgetragen.

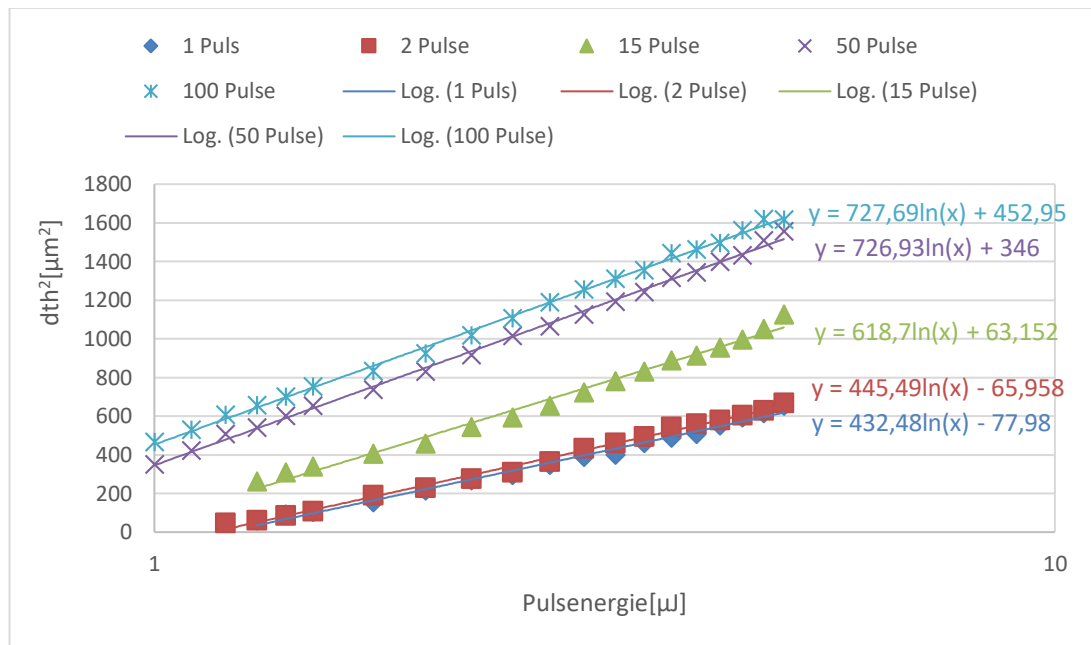


Abbildung 14: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergien bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 64 ($f_p=16$ kHz)

Die Trendlinien liegen näherungsweise parallel, d.h wir haben dieselbe Modifikation ausgewählt (Gleichung (13)), also bei 1 und 2 Pulse werden das Material schon abgetragen. Aus dem Schnittpunkt der Regressionskurve mit der Abszissenachse ergibt sich die Schwellenergie E_{th} . Die Schwellfluenz wird mit folgender Gleichung berechnet:

$$H_{th} = \frac{2 \cdot E_{th}}{\pi \cdot w_{86}^2} \quad (14)$$

Pulsanzahl N	1	2	15	50	100
Schwellfluenz $H_{th} [mJ \cdot cm^{-2}]$	443.6677	432.4828	335.547	231.1546	201.3282

Tabelle 2: Schwellefluenz verschiedener Pulsanzahlen, Teiler 64 ($f_p=16$ kHz)

Für die Ermittlung des Inkubationsfaktors ist der Logarithmus von $N \cdot H_{th}(N)$ über den Logarithmus von Pulsanzahl N aufgetragen, siehe Abbildung 15.

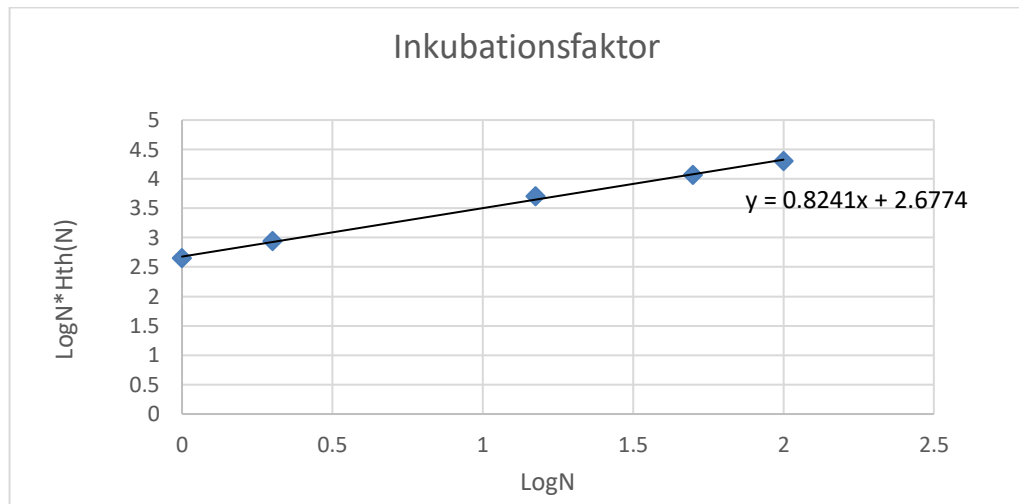


Abbildung 15: $\text{Log}N \cdot H_{th}(N)$ über $\text{Log}N$ bei Teiler 64 ($f_p=16$ kHz)

In der Abbildung 15 die Punkte liegen näherungsweise in einer Linie, und die Trendlinie ist eine Gerade mit einer Steigung von 0,8241. Laut Gleichung (8) entspricht die Steigung dem Inkubationsfaktor S . So ist der experimentell ermittelte Inkubationsfaktor bei Teiler 64 gleich 0,8241.

Die Diagramme für andere Pulswiederholfrequenzen siehe Anhang, Abbildung 37 bis Abbildung 42. In Tabelle 5 werden alle Schwellfluenzen sowie alle Inkubationsfaktor für verschiedene Teiler zusammengefasst, siehe Anhang.

Um den Einfluss der f_p auf S zu veranschaulichen, sind die Inkubationsfaktor über die Pulswiederholfrequenz in Tabelle 3 zusammengefasst und in Abbildung 16 aufgetragen.

Teiler	64	32	7	5	2	1
f_p [KHz]	16	32	146,28	204,8	512	1024
S	0,8241	0,8184	0,8209	0,8161	0,8009	0,7648

Tabelle 3: Inkubationsfaktor bei verschiedenen Pulswiederholfrequenzen

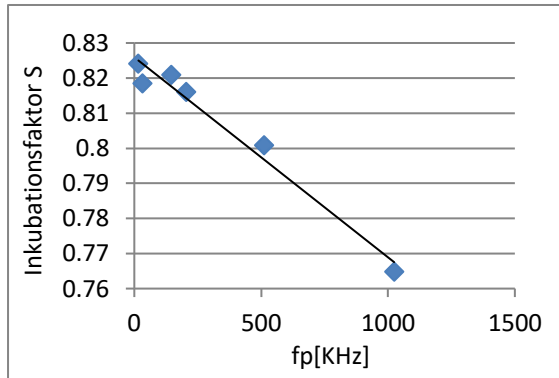


Abbildung 16: S über f_p

Die Linie in Abbildung 16 zeigt einen Trend, dass bei größerer Pulswiederholfrequenz kleiner Inkubationsfaktor erreicht werden. Aber bei 32 kHz ist eine Ausnahme, welche durch Messfehler, Schwankung der Pulsenergie usw. verursacht werden kann.

Wie in 3.2.1 gesagt, je kleiner S wird, umso stärker ist der Inkubationseffekt ausgeprägt. Das heißt, mit Multipulse ist die Schwellfluenz einfacher zu erreichen. Der Grund liegt daran, dass bei höher Pulswiederholfrequenz die Pulse schneller aufeinander folgen, sodass es weniger Zeit für einen Temperatúrausgleich mit der Umgebung gibt deshalb stehen mehrere Wärme zur Verfügung.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die Pulswiederholfrequenz umgekehrte Proportion zu dem Inkubationsfaktor ist, aber keinen großen Einfluss darauf hat, der Inkubationsfaktor liegt ungefähr bei 0,8.

Wie vorn gesagt, ein stärkerer Inkubationsfaktor bedeutet, dass mit Multipulse die Schwellfluenz einfacher erreicht wird. Um die Verstärkung des Inkubationseffekts mit steigender Pulswiederholfrequenz besser zu beweisen, werden folgende Versuche gemacht. Bei Einzelpuls haben alle Pulswiederholfrequenzen dieselbe Schwellfluenz, jetzt wird jeweilige Schwellfluenz H_{th} von allen Pulswiederholfrequenzen bei 100 Pulse bestimmt und der Verlauf der H_{th} über f_p untersucht. Wenn die Schwellfluenz bei höherer f_p kleiner als die bei niedrigerer f_p ist, kann die Verstärkung des Inkubationseffekts ausgedrückt werden. In der Abbildung 17 wird die Schwellfluenz bei 100 Pulse über die verwendete Pulswiederholfrequenz dargestellt.

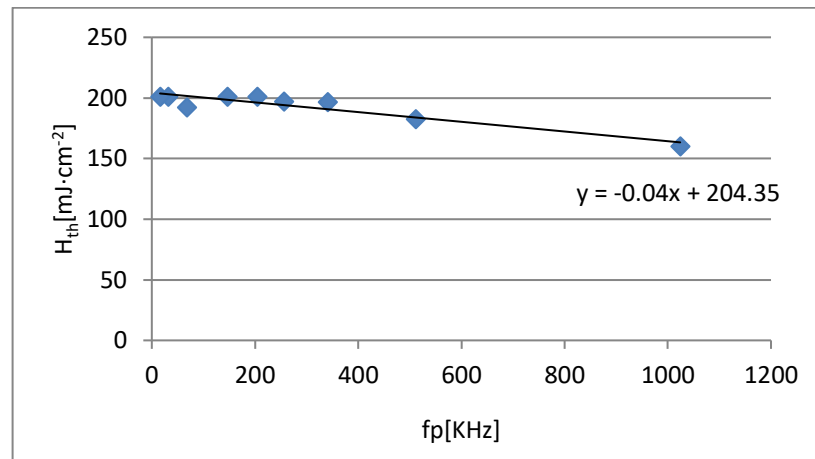


Abbildung 17: die Schwellfluenz bei 100 Pulse in Abhängigkeit der Pulsfrequenz

Die entsprechenden Daten werden in Tabelle 6 zusammengefasst, siehe Anhang. Aus der Abbildung 17 wird ersichtlich, dass bei gleicher Pulsanzahl, mit steigender Pulsfrequenz nimmt die Schwellfluenz ab, wie erwartet.

Neben der horizontalen Betrachtung wird auch das vertikale Ergebnis untersucht. Mit Konfokal-Mikroskop kann die Tiefe gemessen werden. Das konfokal-Mikroskop liefert als Ergebnis dreidimensionale Punktwolke und die werden zu Software MountainMap übertragen zur weiteren Analyse. In MountainMap kann das zweidimensionale Querprofil gezeigt werden und damit die Tiefe angegeben wird (siehe Abbildung 18). Wenn der Krater relativ gut kegelförmig wie a) ist, wird die Spitze des Profils als die Tiefe des Kraters übernommen. Aber die meisten Profile sehen wie b) und c) aus, der Boden ist wegen Schmelzen und Rekristallisation zickzackförmig. Unter diesem Umstand wird die Breite des Bodens ausgewählt und die Durchschnittshöhe übernommen.

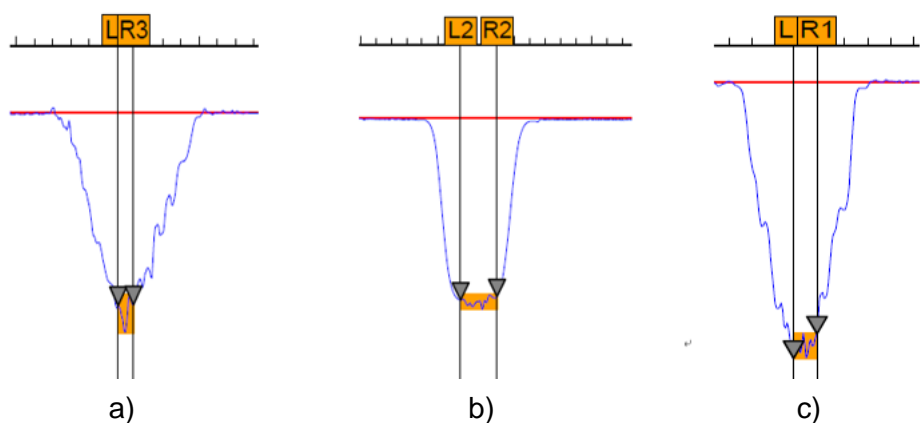


Abbildung 18: das Querprofil des Kraters

Wir nehmen drei verschiedene Pulswiederhol frequenzen bei 250 Pulsen, für jede wird die Tiefe über Pulsenergie aufgetragen, siehe Abbildung 19. Die Werte werden in Tabelle 7 zusammengefasst, siehe Anhang. Theoretisch sollten die Krater mit höher Repetitionsrate eine größere Tiefe haben, weil höher Repetitionsrate eine bessere Wärmeakkumulation hat.

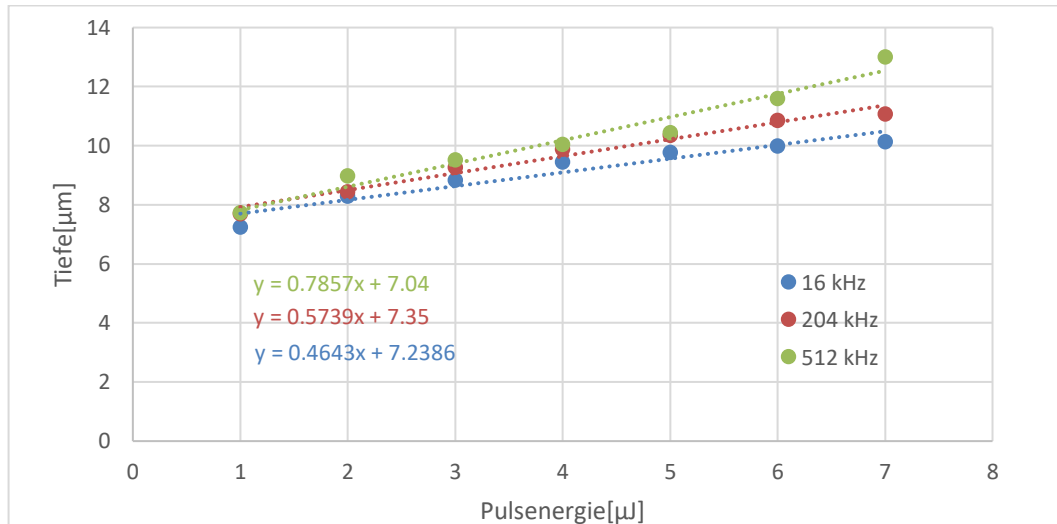


Abbildung 19: Tiefe in Abhängigkeit von Pulsenergie bei 250 Pulse bei $f_p=16, 204, 512$ kHz

Abbildung 19 zeigt, dass die Trendlinie von größerer Pulswiederhol frequenz oben liegt. Erwartungsgemäß ist eine mit zunehmender Pulswiederhol frequenz ansteigende Kratertiefe festzustellen, wobei sich die Größe des Anstiegs mit zunehmender Pulswiederhol frequenz vergrößert. Das kann mit demselben Grund bei horizontaler Betrachtung erklären.

4.1.2 Einfluss der Pulsanzahl

Abbildung 20 zeigt den Einfluss der aufgebrachten Pulsanzahl auf die sich ausbildende Durchmesser bei 32 kHz und 5 µJ. Es lässt sich zeigen, dass bei der Laserbearbeitung mit Einzelpuls auf der Probe schon eine bestimmte Abtragszone erzielen, die ein Durchmesser von ungefähr 25 µm hat. Größere Durchmesser lassen sich daher nur durch eine Folge mehrerer Pulse auf dieselbe Stelle erzeugen. Der mit roter Schrift markierte Punkt bezeichnet ein Durchmesser von 39,62 µm bei 51 Pulse. Es ist ersichtlich, bevor diesem Punkt steigt der Durchmesser steil und danach der Durchmesser bei Variation der Pulsanzahl fast nicht mit geändert wird. Diese Veränderung des Durchmessers mit steigender Pulsanzahl kann auch bei den anderen Pulswiederhol frequenzen beobachtet werden. Eine Erklärung für den Anstieg des Durchmessers bevor 50 Pulse könnte dem

Effekt der Wärmeakkumulation zugeschrieben werden. Ab ungefähr 50 Pulse ist eine deutliche Tiefe unter Mikroskop zu sehen. Und die Tiefe nimmt mit steigender Pulsanzahl zu, was zu einer ungünstigen Fokussierbedingung führt. Das heißt, die folgenden Pulse nach 50 werden tief ins Material treffen, deshalb wird die Wärme mehr vertikal wirken, sondern nicht zur Vergrößerung des Durchmessers des auf Oberfläche erscheinenden Kreis Verfügung steht.

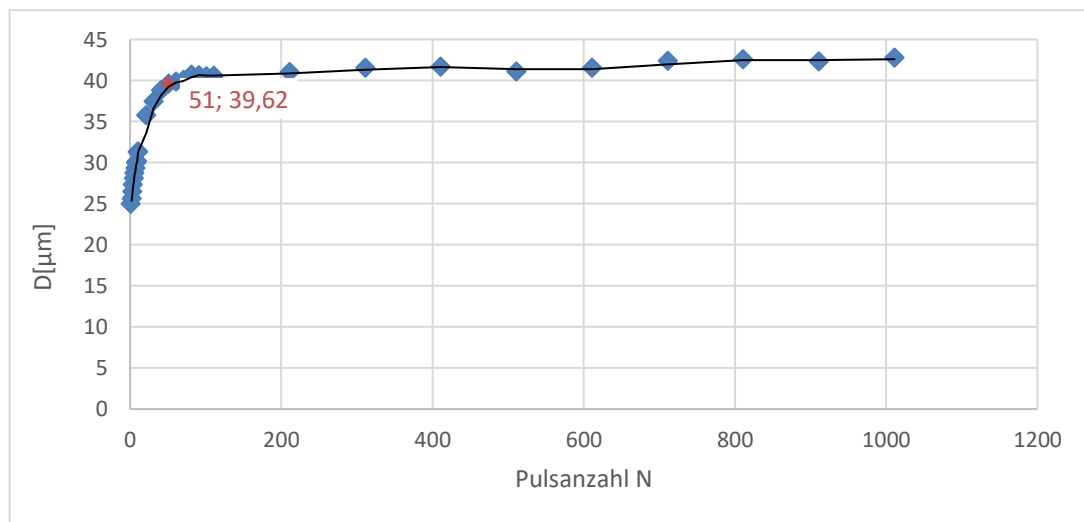


Abbildung 20: der Durchmesser des Kraters mit steigender Pulsanzahl bei $f_p=32$ kHz und $E_p=5$ μ J

Wie unter Mikroskop beobachtet, nimmt die Kratertiefe beim untersuchten Pulsenergie stetig mit der Zahl der Pulse zu. Der Zusammenhang wird in der Abbildung 21 gezeigt.

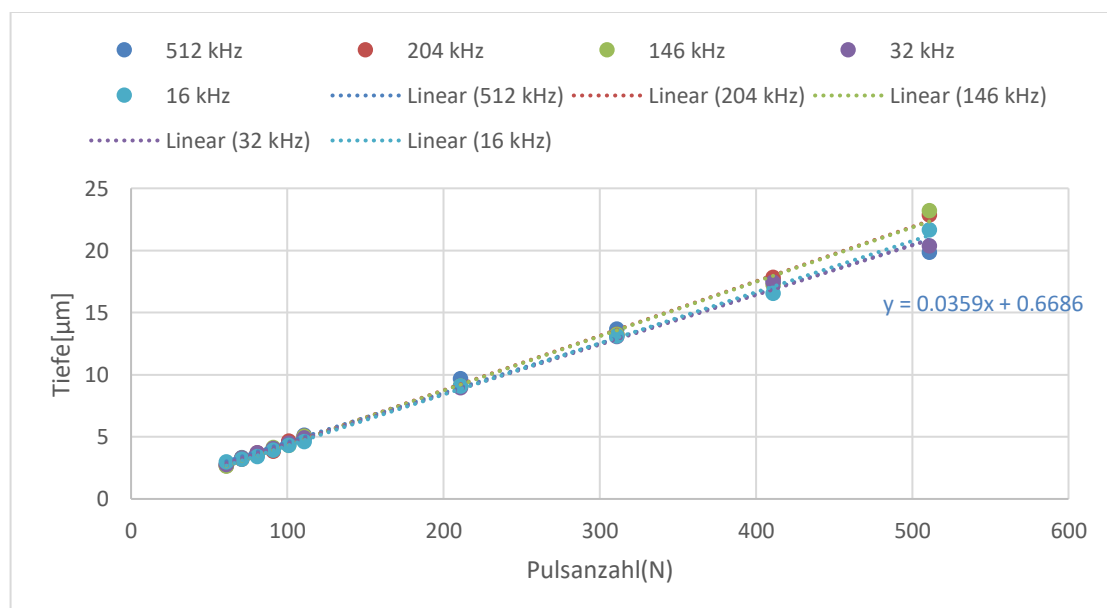


Abbildung 21: Abhängigkeit der Abtragtiefe von der Pulsanzahl N bei 5 μ J für verschiedenen Pulswiederhol frequenzen

In der Abbildung 21 wird beobachtet, dass bei allen Pulswiederholfrequenzen die Punkte eine lineare Abhängigkeit aufweisen. Es kommt eine durch Ursprung verlaufende Gerade aus. Aus der Steigung der Gerade kann für diese Energie eine konstante Abtragsrate (Tiefe pro Puls) berechnet werden. Die Abtragsrate beträgt ungefähr $0,035 \mu\text{m}$ pro Puls.

Die Abtragsrate ist eine über Pulsenergie E_p einstellbare Strukturgröße. Um die Abtragsrate zu bestimmen, wird der Tiefenverlauf über die Pulsenergie bei 100, 250 und 500 Pulse bei $f_p=32 \text{ kHz}$ untersucht (siehe Abbildung 22).

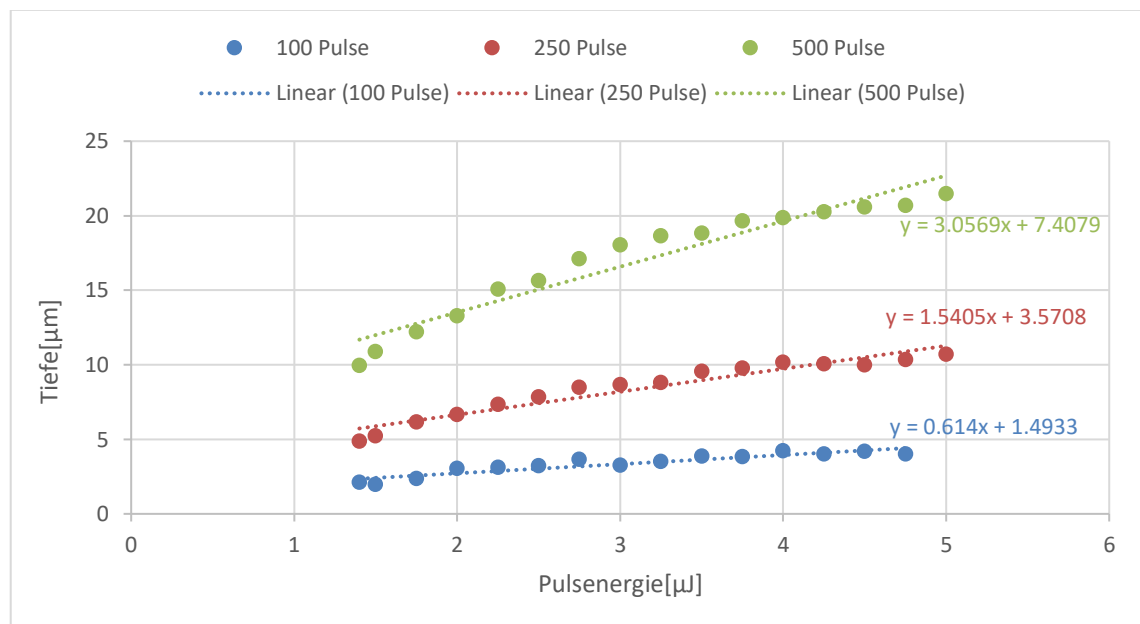


Abbildung 22: Die Tiefe der Kavität in Abhängigkeit der Pulsenergie bei 32 kHz bei 100, 250 und 500 Pulse

Die Abtragsrate berechnet man, indem die Werte von Tiefen durch entsprechende Pulsanzahl dividiert werden. Danach wird die Abtragsrate über Pulsenergie in Diagramm aufgetragen, siehe Abbildung 23.

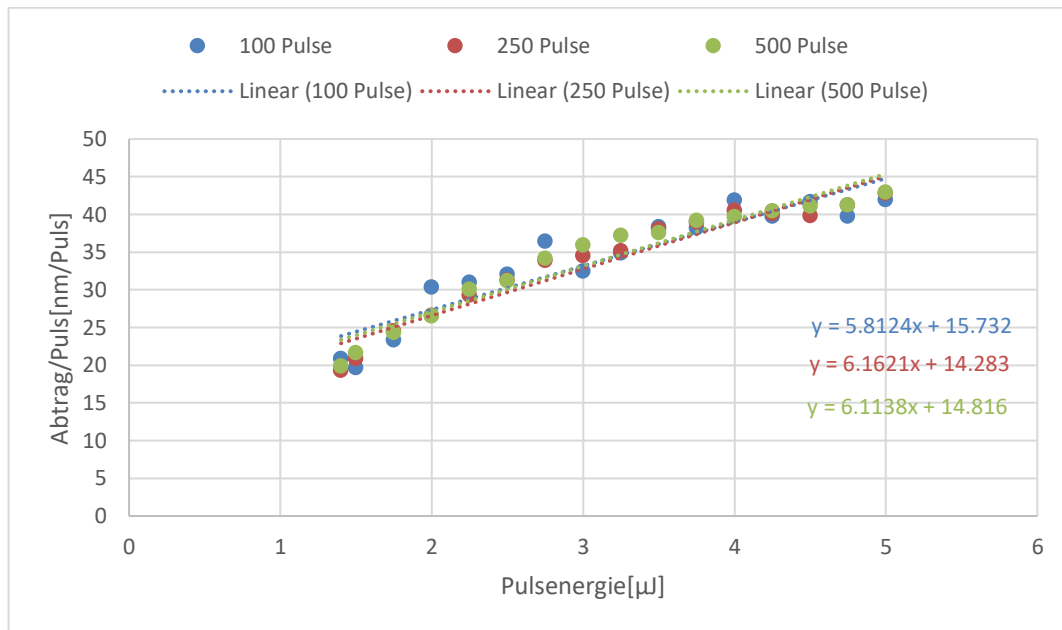


Abbildung 23: Abtragsrate über Pulsenergie bei 100, 250 und 500 Pulse bei f_p 32 kHz

Abbildung 23 zeigt, dass die Abtragsrate eine lineare Abhängigkeit zu Pulsenergie hat. Je größer die Pulsenergie ist, desto mehr wird das Material bei jedem Puls abgetragen. Und die Trendlinien von verschiedenen Pulszahlen fast überlappen sich. Das heißt die Pulsanzahl sollte keinen großen Einfluss auf die Abtragsrate haben.

4.2 Felderabtrag

Im nächsten Schritt werden die Kenntnisse aus dem Punktabtrag verwendet um einen Felderabtrag zu erzeugen. Die Felder sollten teilweise auch tiefer werden als die bisherigen Löcher. Um ein Feld abzutragen, müssen der Pulsabstand und der Linienabstand sich verringern, sodass die Einzelpulse sich überlappen können. Dazu wird die Bearbeitungsgeschwindigkeit sich vermindert. Die Geschwindigkeit kann mit der Pulswiederholfrequenz des verwendeten Pulsabstandes berechnet werden (15):

$$P_d = \frac{v}{f_p} \quad (15)$$

Für die Ergebnisse spielen außer dem Pulsabstand und dem Linienabstand die Pulsenergie, Pulswiederholfrequenz und die Überfahrtanzahl auch eine Rolle. Diese fünf Parameter werden im Versuch variiert.

In der Abbildung 24 ist die resultierende Bearbeitungsspur schematisch dargestellt. Mit dem vorgegebenen Pulsabstand P_d und Linienabstand L_d ergibt sich Überlappung (blau). Wodurch entsteht ein Feld mit entsprechender Breite und Länge.

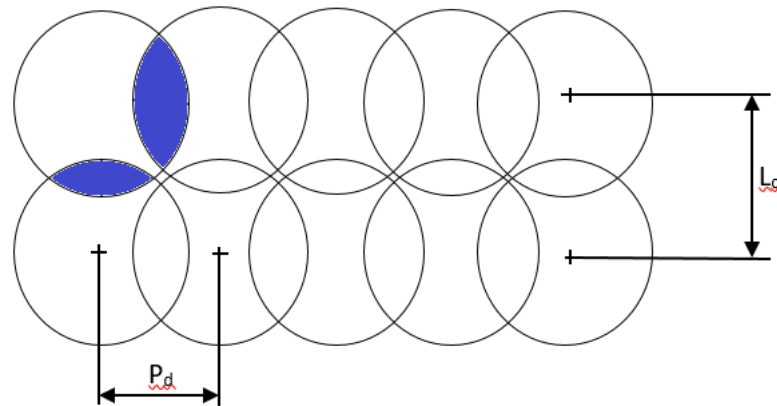


Abbildung 24: schematische Darstellung des Felderabtrags

4.2.1 Einfluss des Pulsabstandes und Linienabstandes

Wegen der Beschleunigungs- und Bremsenstrecke müssen Delays des Scanners dazu rechnen, sodass die Laserbearbeitung bei der Stecke der konstanten Geschwindigkeit erfolgt. Verschiedener Pulsabstand hat unterschiedliche Delays und die Werte werden in Tabelle 4 dargestellt.

Geschwindigkeit des Scanners [mm/s]	1000	2000	4000	6000	8000	10000
Delay on [μ s]	414	410	418	424	428	448
Delay off [μ s]	28	30	26	30	34	56

Tabelle 4: Delays des Scanners bei unterschiedlichen Fahrgeschwindigkeiten

Die Untersuchung des Einflusses von Puls- und Linienabstand auf das Bearbeitungsergebnis wird bei einer Pulsenergie von $5 \mu\text{J}$, einer Pulswiederholfrequenz von $204,8 \text{ kHz}$ und einer Überfahrtanzahl von 100 durchgeführt. Der Pulsabstand und der Linienabstand werden zwischen $43 \mu\text{m}$ und $1 \mu\text{m}$ variiert. Die Qualität der Testfelder werden durch die Abtragstiefe und die Rauigkeit R_a der Abtragsfläche ausgewertet. Die beiden Parameter werden mit Konfokal System vermessen. In Abb. 25 wird die errechnete Rauigkeit R_a für die Testfelder mit einem Pulsabstand zwischen $43 \mu\text{m}$ und $1 \mu\text{m}$ und einem Linienabstand zwischen $20 \mu\text{m}$ und $1 \mu\text{m}$ dargestellt.

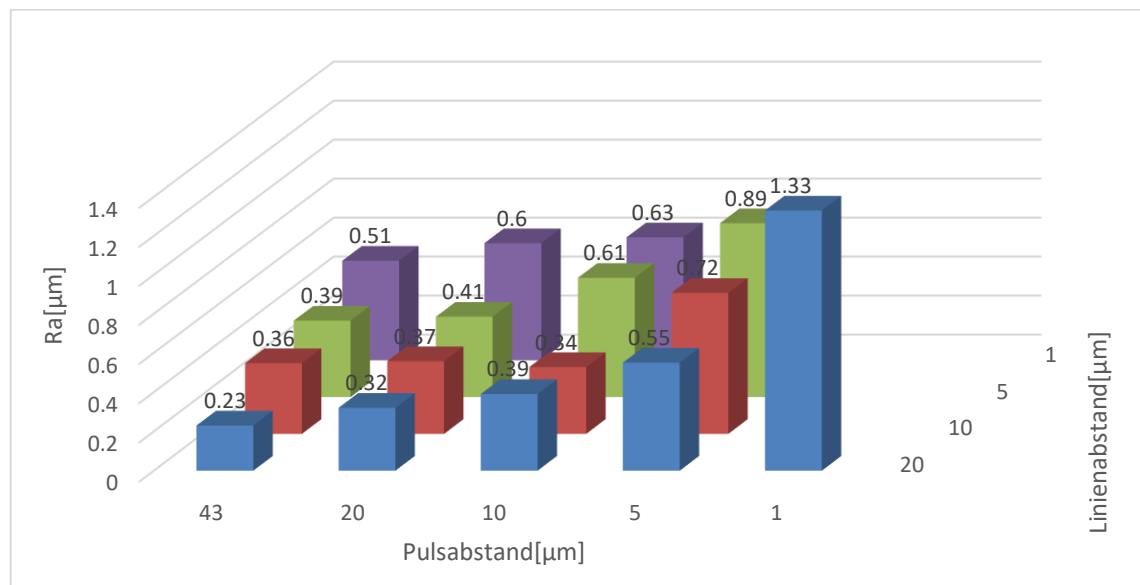


Abbildung 25: Rauigkeit der Testfelder in Abhängigkeit von Puls- und Linienabstand

Abb. 25 zeigt einen Trend, dass die Rauigkeit sich vergrößert wenn der Pulsabstand oder der Linienabstand sich verringert. Der Grund kann mit der Entstehung der in Abbildung 26 gezeigten Struktur erklären.

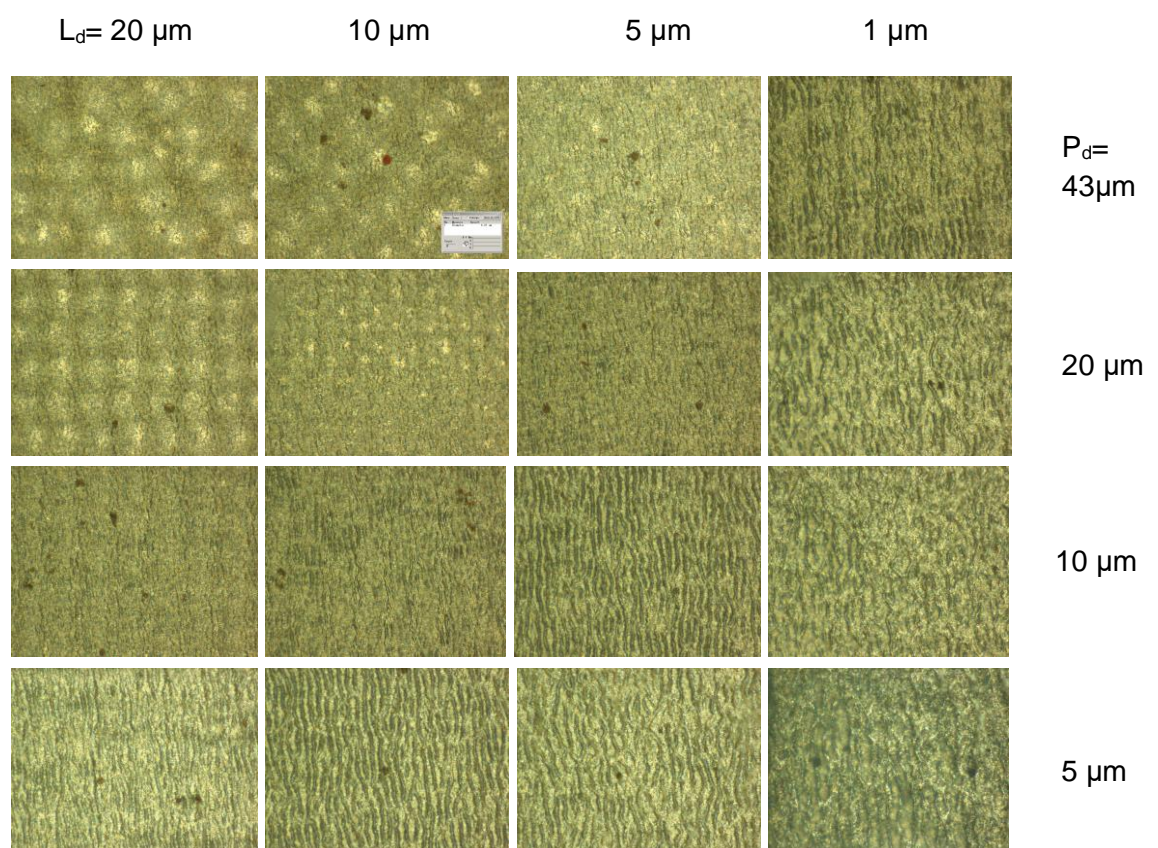


Abbildung 26: Mikroskopaufnahmen der Testfelder mit $2000\times$ Optik, bei $f_p=204,8\text{ kHz}$, $E_p=5\mu\text{J}$ und 100 Überfahrtanzahl

In dem Bild ist ersichtlich, dass bei großem Pulsabstand und Linienabstand einige weiße Teile aufweisen, welche noch nicht abgetragen werden, weil die Pulse getrennt voneinander liegen oder sich wenig überschneiden. Abbildung 27 zeigt

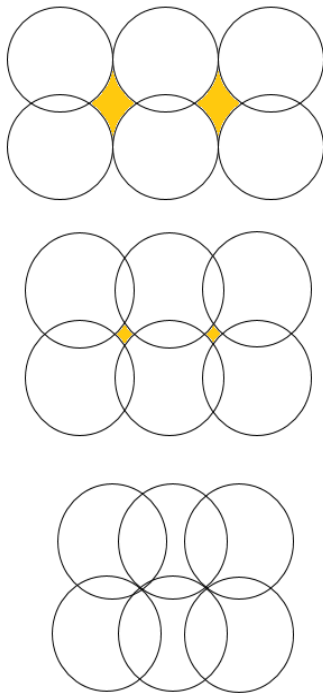


Abbildung 27: Entwicklung des Überlapps der Pulse mit Verringerung des Abstands

die Entwicklung dieser weißen Teile mit Verringerung des Abstands. Diese Teile werden immer kleiner und bis ein ausreichend hoch Pulsüberlapp werden die verschwinden. Im Abb. 26 (siehe erste zwei Reihen) ist auch erkennbar, dass mit Verringerung des Pulsabstands oder Linienabstands der einzelne weiße Teil sich verkleinert und die Anzahl steigt, weil mit kleinerem Abstand mehrere Pulse auftreten. Bei der Bearbeitung mit großem Abstand ist die gesamte Fläche nicht von den Pulsen erfasst, deshalb bleibt der rest Teil mit guter Oberfläche des originalen Materials, und es kommt zu einer kleineren Wärmeeinflusszone und weniger unerwünschten Veränderung des Werkstoffs, daher weist das Testfeld eine geringere Rauheit auf. Wenn der Abstand sich weiter verringert, entsteht das vertikale Linienmuster. Unter Mikroskop ist es zu erkennen, dass diese Linien tiefer als die Abtragsoberfläche sind, welche zur Verschlechterung der Oberflächenqualität führt.

Mit weiter verkleinertem Pulsabstand oder Linienabstand entwickelt die Linien breiter und tiefer, aber weniger Anzahl. Wenn die Linien tiefer werden, steigt die Rauheit des Testfelds. Und mehr Material werden aus den Linien ausgetrieben, das ausgetriebene Material wird wiedererstarrt und bleibt auf der Oberfläche, sodass die Rauheit wieder ansteigt.

Die Testfelder erreichen unterschiedliche Abtragstiefe. Das Ergebnis zeigt die Abbildung 28. Die Abtragstiefe steigt mit abnehmendem Pulsabstand und Linienabstand, dabei bei Pulsabstand oder Linienabstand $1\text{ }\mu\text{m}$ wächst die Tiefe steil auf einen großen Wert (bei $P_d=1\text{ }\mu\text{m}$, $L_d=5\text{ }\mu\text{m}$ ist die Probe fast durchgeschlagen).

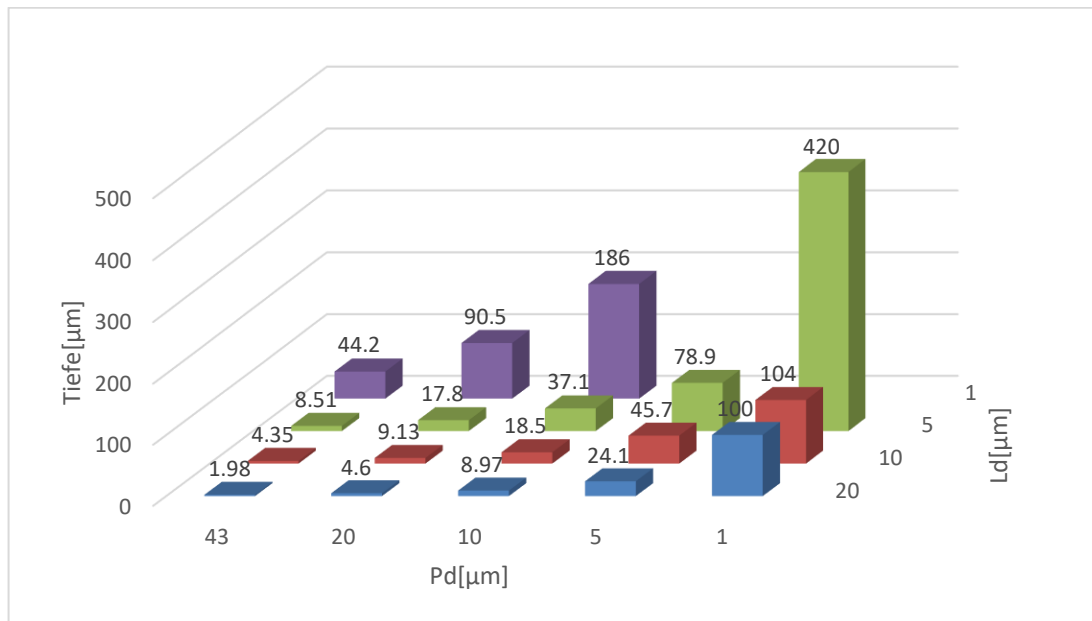


Abbildung 28: Abtragstiefe in Abhängigkeit von Pulsabstand und Linienabstand

Was noch interessiert ist die Rippenstruktur auf der ganzen Fläche und die Vertiefung an den Seiten. Bei unseren Parametern entsteht bei allen Testfeldern schon die Rippenstruktur, siehe Abbildung 29. Die Rippen liegen parallel und von der Linienstruktur durchbrochen werden. Die Ausrichtung der Rippen ist senkrecht zur Polarisationsrichtung der einfallenden Strahlung [14]. Der Abstand zwischen den Rippen beträgt ungefähr $1 \mu\text{m}$, welcher unserer Wellenlänge 1030 nm entspricht. Für die Erklärung der Entstehung der Rippen existieren zurzeit schon viele Arbeiten. Der Grund für die Entstehung der Rippen ist der Interferenz Effekt zwischen der einfallenden Laserstrahlung und den diffus reflektierten Strahlungen an der rauen Oberfläche. [15][16]

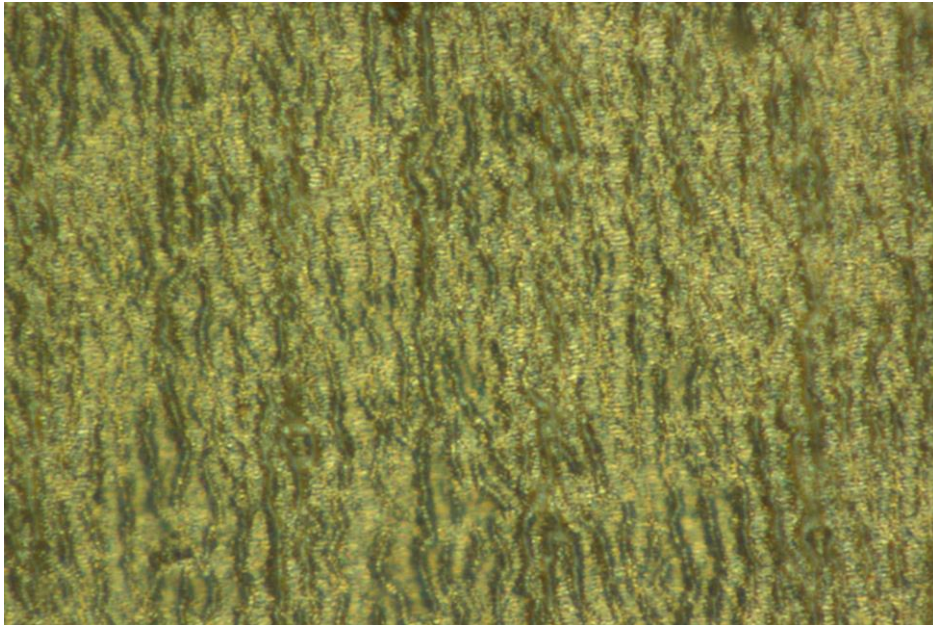


Abbildung 29: Mikroskopaufnahmen bei Pulsabstand $43\text{ }\mu\text{m}$ und Linienabstand $1\text{ }\mu\text{m}$

Bei Testfeld mit großem Tiefenwert ist zu erkennen, dass an der linken und rechten Seite Vertiefung erzeugt, siehe Abbildung 30. Je größer die Abtragstiefe ist, desto ist dieser Bereich breiter und tiefer. Die Entstehung der Vertiefung ist auf die Reflektion der schrägen Wand zurückzuführen, siehe Abbildung 31. Bei kleiner Überfahrtanzahl wird nur kleine Tiefe erzeugt und die Schrägheit der Wand ist nicht so ersichtlich. Aber wenn das Testfeld mehrmals überfahren sind, wird eine große Tiefe mit schräger Wand erzeugt, das ist aufgrund der erschweren Austriebsbedingung und der ungünstigen Fokussierbedingung mit steigender Abtragstiefe. Somit werden die auf die Wand auftreffenden Strahlen zum Boden bis zu einem bestimmten Bereich reflektiert.

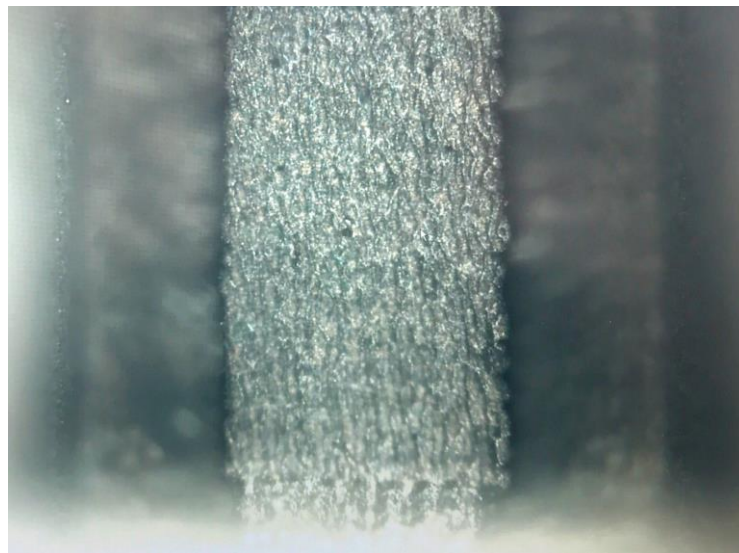


Abbildung 30: Abtragsoberfläche und die Vertiefung an den Seiten

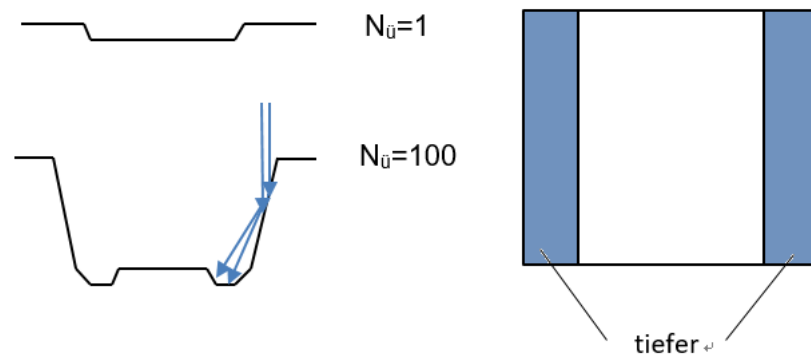


Abbildung 31: Mechanismus der Entstehung der Vertiefung

4.2.2 Einfluss der Pulsenergie und der Überfahrtanzahl

Bei diesem Versuch werden die Pulsenergie und die Überfahrtanzahl variiert. Der genommene Pulsabstand und Linienabstand ist $5\text{ }\mu\text{m}$, die verwendete Puls wiederhol frequenz ist $204,8\text{ kHz}$ (Teiler 5). Das Vergleich des R_a -Wertes und der Tiefe der Testfläche wird in Abb. 32 und Abb. 33 gezeigt.

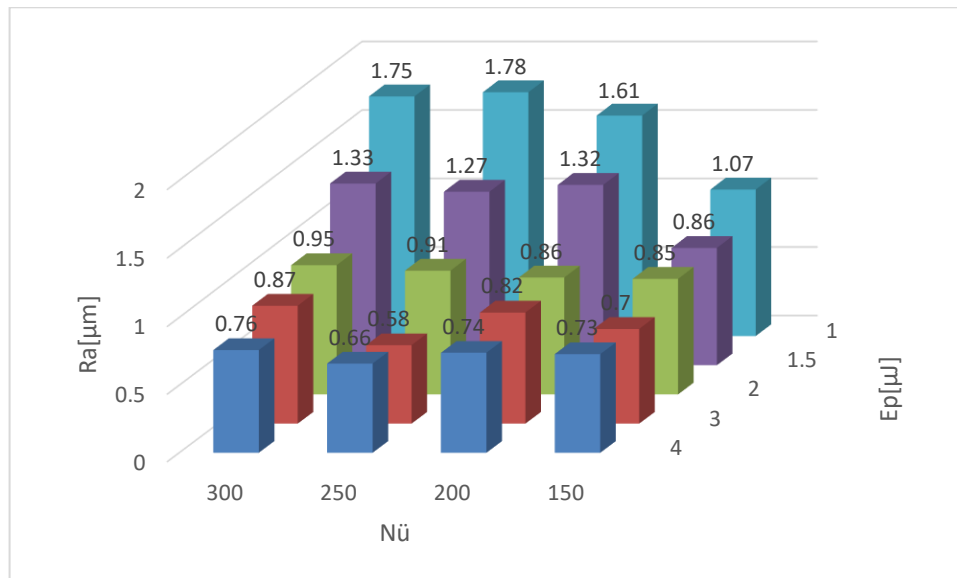


Abbildung 32: Rauigkeitskennwert R_a für die Testfelder

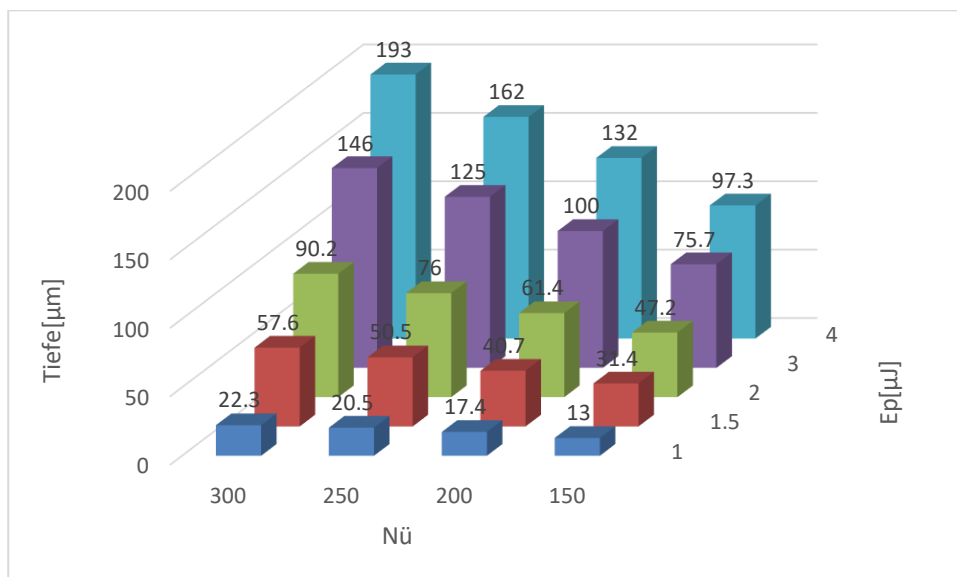
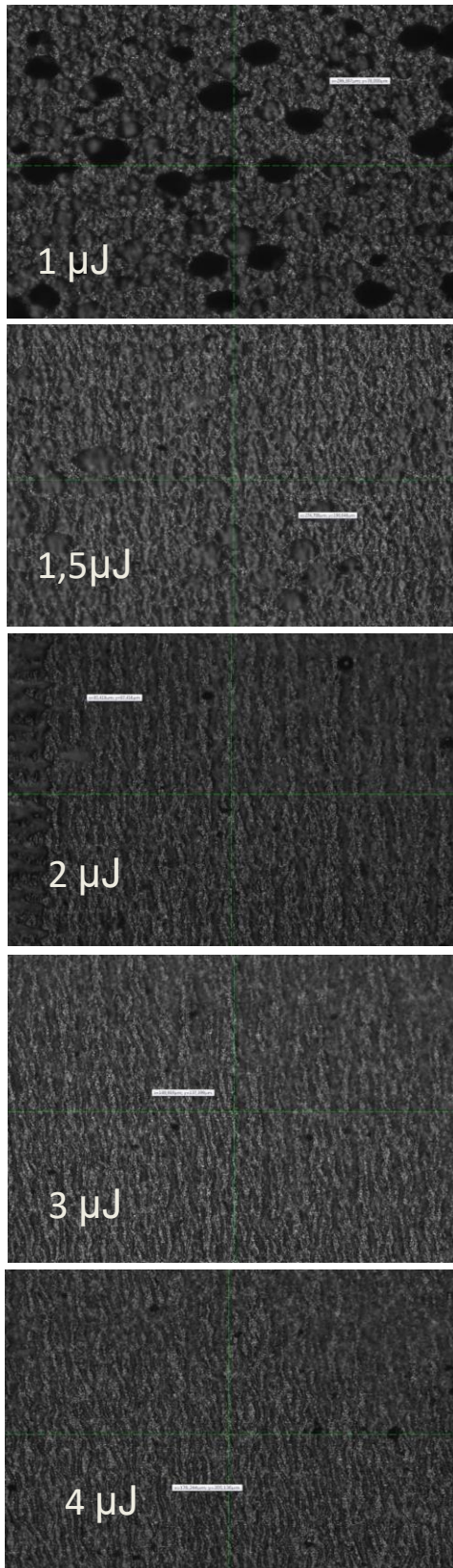


Abbildung 33: die Tiefe der Testfelder

Abbildung 33 zeigt, dass mit Erhöhung der Anzahl der Überfahrten die Abtragstiefe linear steigt, und bei höherer Pulsenergie ist die Tiefe größer und der Anstieg steiler, das kann dem Effekt der Wärmeakkumulation zugeschrieben werden. Aber bei gleicher Pulsenergie bleibt die Rauigkeit relativ konstant. Das Ergebnis zeigt Abbildung 32.



Das führt zu dem Vorteil, dass die gewünschte Abtragstiefe mit Erhöhung der Überfahrtanzahl erfolgt, ohne die Oberflächenqualität zu verlieren, besonders bei großen Pulsenergien unserer Bearbeitungsparameter. Außerdem bei derselben Überfahrtanzahl steigt die Rauheit des Testfelds mit Erhöhung der Pulsenergie. Der Anstieg ist auf die Veränderung der Mikrostruktur zurückzuführen. Abbildung 34 zeigt die Entwicklung der Mikrostruktur mit steigender Pulsenergie bei 300 Überfahrten. Wie aus der Abbildung zu erkennen ist, tritt bei 1 µJ auf der Oberfläche zwei Sorten Erhebungen auf, die höheren schwarzen Flecke und die anderen weniger höheren Flecke. Die führen zu Verschlechterung der Oberflächenqualität. Bei 1,5 µJ bleibt nur die weniger höheren Flecke. Und ab 1,5 µJ entsteht die Linienstruktur. Wenn die Pulsenergie weiter steigt, verschwindet allmählich die Flecke und die Linienstruktur wird ersichtlicher. Wie im Kapitel 4.2.1 gesagt weisen die Linien Vertiefung auf. Mit weiter erhöhter Pulsenergie werden die Linien feiner und die Vertiefung der Linien sich abschwächt, somit senkt die Rauheit der Oberfläche.

Abbildung 34: Mikroskopaufnahmen der Testfelder von 1 µJ bis 4 µJ bei 300 Überfahrt

4.2.3 Einfluss der Pulswiederholfrequenz

Jetzt werden die Pulsenergie und die Pulswiederholfrequenz variiert. Der genomene Pulsabstand und Linienabstand ist $5\text{ }\mu\text{m}$, die verwendete Überfahrtanzahl ist 300. Das Vergleich des R_a -Wertes und der Tiefe der Testfläche wird in Abb. 35 und Abb. 36 gezeigt.

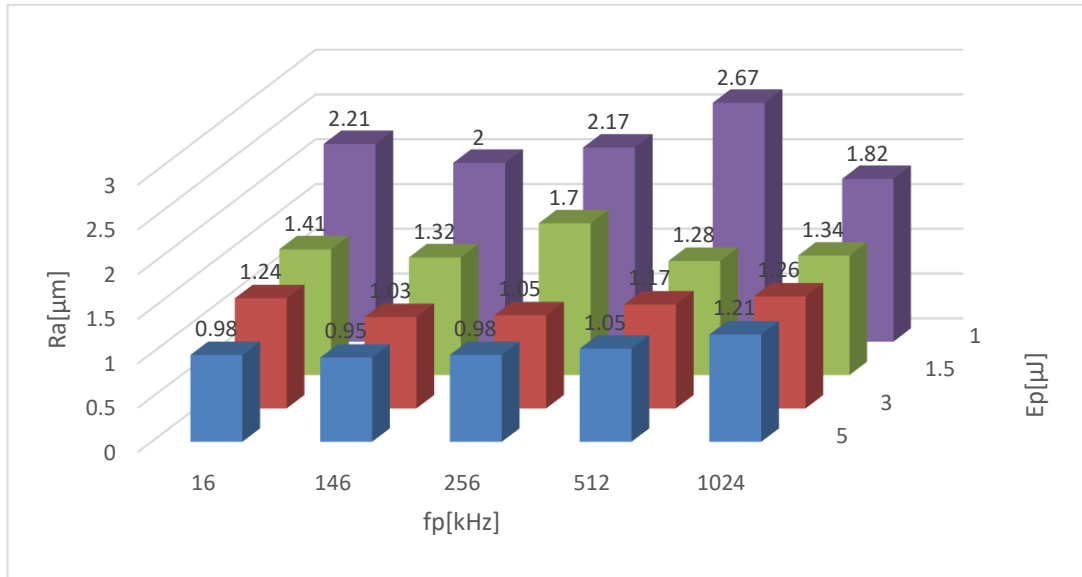


Abbildung 35: Rauigkeitskennwert R_a für die Testfelder

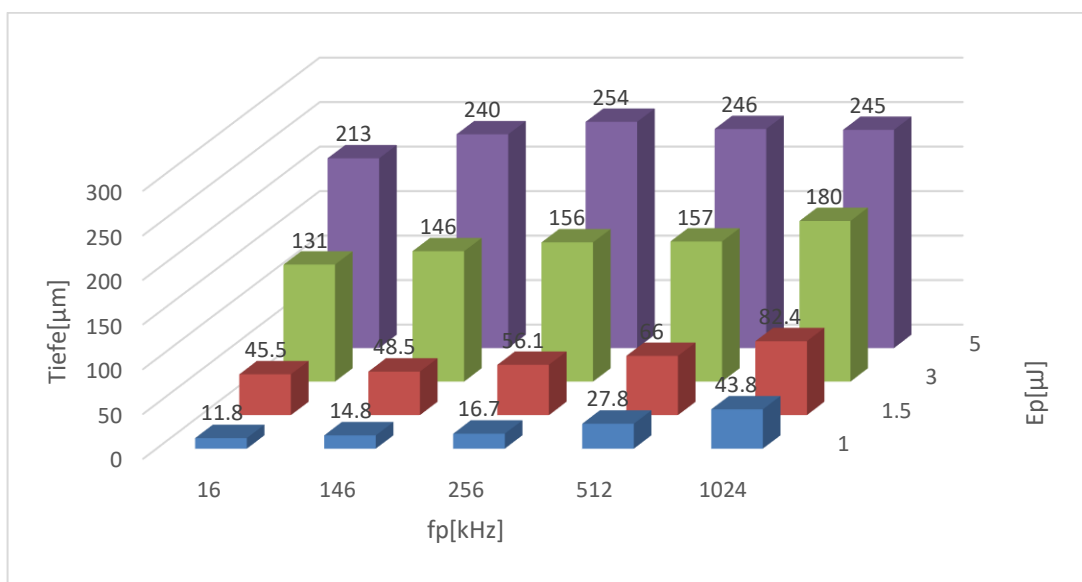


Abbildung 36: die Tiefe der Testfelder

Die Abbildung 35 zeigt auch dieselbe Entwicklung der Rauheit in Abhängigkeit von der Pulsenergie, wie in 4.2.2 beschreibt. Es ist ersichtlich, bei gleicher Pulsenergie bleibt die Rauheit relativ konstant wenn die Pulswiederholfrequenz sich

verändert. Das heißt bei unseren gewählten Bearbeitungsparametern hat die Pulswiederfrequenz keinen wesentlichen Einfluss auf die Oberflächenqualität. Aber macht die Variation der Pulswiederholfrequenz doch einen Sinn. Mit höher Pulswiederholfrequenz wird der Bearbeitungsprozess schneller durchgeführt, ohne Verlust der Oberflächenqualität. Besonders bei der Bearbeitung mit großer Überfahrtanzahl wird die Bearbeitung viel effizienter wenn wir eine hohe Pulswiederholfrequenz wählen.

Aus der Abbildung 36 ist der Trend zu erkennen, dass die Tiefe mit zunehmender Pulswiederholfrequenz steigt. Das ist auch auf die Wärmeakkumulation zurückzuführen.

Literaturverzeichnis

- [1] Linda Pabst: Bachelorarbeit Untersuchungen zur Mikrostrukturierung von spintronischen Nanometerschichtstapeln mittels UV-Laserstrahlung, Mittweida, 2011
- [2] Rudolph, Pascale: Physikalische Chemie der Laser-Material-Wechselwirkung mit Ba-Al- Borsilikatglas, AlN, SiC, SiC-TiC-TiB₂, Dissertation, Berlin, 2001
- [3] Jens Vrenegor: Abtrag und Analyse verzunderter Stahlproben mit Laserstrahlung, Aachen, 2011
- [4] Laserinstitut Hochschule Mittweida, Komplexpraktikum Lasertechnik, Anleitung Versuch L2
- [5] Benjamin Schöps: Untersuchung des Abtrags dünner Metallschichten mit ultrakurzen Laserpulsen, Bochum, 2014
- [6] www.sciencedirect.com, The effect of damage accumulation behaviour on ablation thresholds and damage morphology in ultrafast laser micro-machining of common metals in air, verfügbar am 30.04.2004
- [7] G. Heise, M. Englmaier, C. Hellwig, T. Kuznicki, S. Sarrach, H.P. Huber: Laser ablation of thin molybdenum films on transparent substrates at low fluences, Munich, 2010
- [8] W. Waidelich, R. Waidelich, J. Waldschmidt: Laser in der Medizin/in Medicine. Berlin Heidelberg: Springer Verlag, 1998
- [9] Benjamin Schöps: Untersuchung des Abtrags dünner Metallschichten mit ultrakurzen Laserpulsen, Bochum, 2014
- [10] Nicola Hoogen: Selektiv vernetzbare 1-Aryl-3,3-dialkyltriazen-haltige Momomere und Polymere: neue Resistmaterialien für die Laser-Mikrostrukturierung: Herbert Utz Verlag, Wissenschaft, 2000
- [11] Jürgen Koch: Grundlagen der ultrakurzpulslaserbearbeitung, Hannover
- [12] Prof. Dr. Jürgen Eichler, Dr. Lothar Dünkel, Dr. Bernd Eppich: Die Strahlqualität von Lasern, Berlin, 2004
- [13] <https://de.wikipedia.org/wiki/Nickelbasislegierung>
- [14] Lutz Schneider: Validierung neuartiger Lasermessverfahren zur Prozesskontrolle bei der Lasermikrobearbeitung anhand lasergefertigter Teststrukturen, Mittweida, 2009

-
- [15] A. Weck, T.H.R. Crawford, D.S. Wilkinson,.. – “Ripple formation during deep hole drilling in copper with ultrashort laser pulses“, Applied Physics, A 89, 1001 -1003, 2007
 - [16] Max Groenendijk, Johan Meijer – “Microstructuring using femtosecond pulsed laser ablation“, Proceedings of ICALEO 2005, Paper M408, 2005
 - [17] baike.baidu.com/item/激光加工/1287987?fr=Aladdin, 2017
 - [18] Prof. Dr.-Ing Udo Löschner: Vorlesungsreihe „Grundlagen Optik und Laser“, Mittweida, 2015

Anlagen

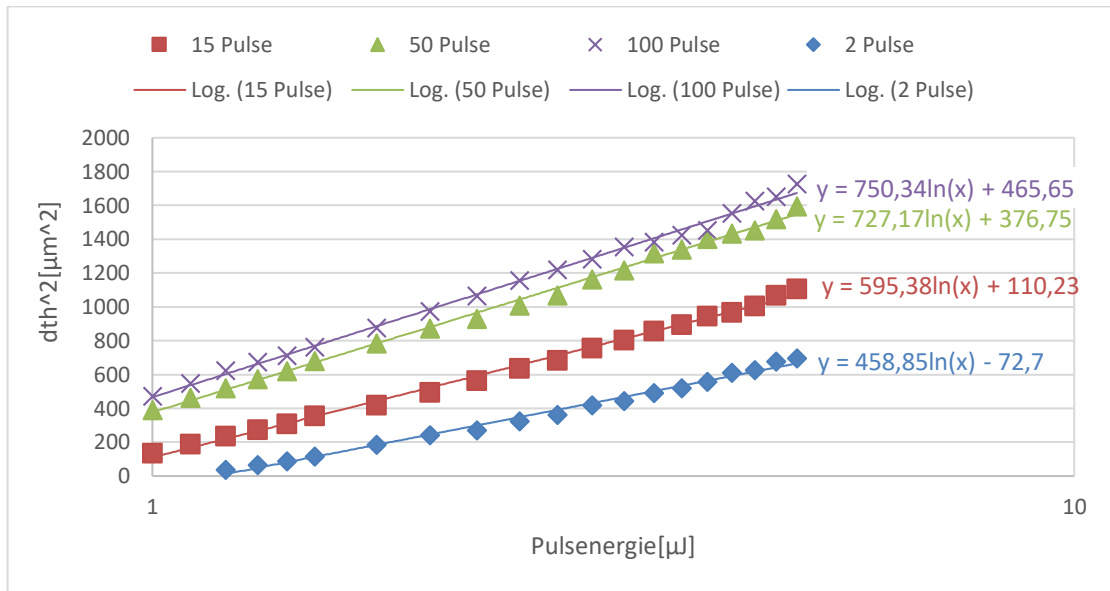


Abbildung 37: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 32 ($f_p=32$ kHz)

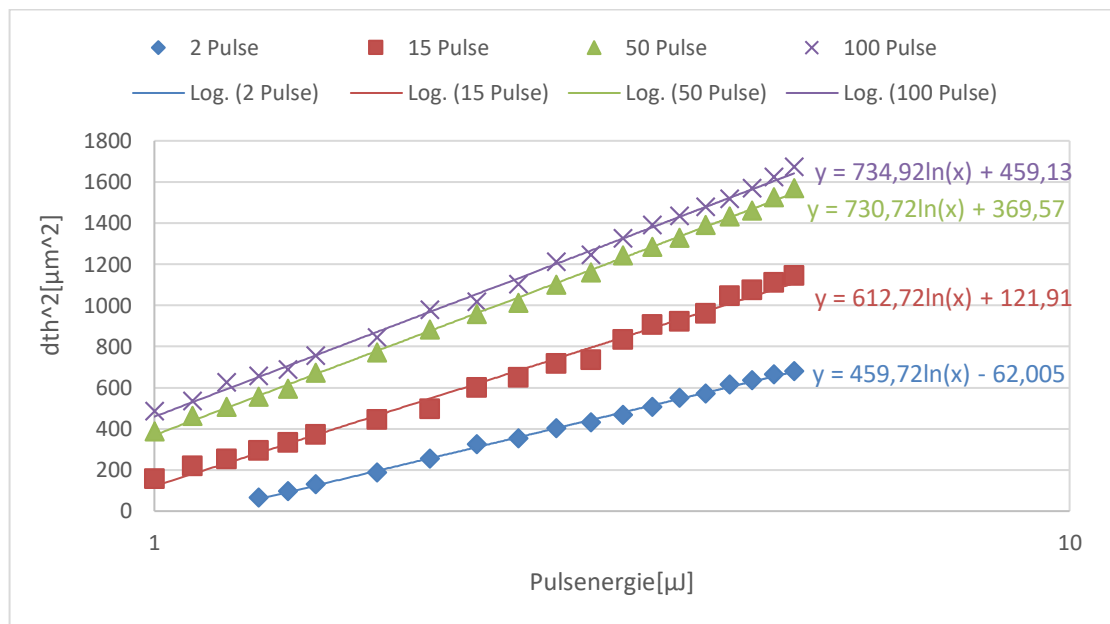


Abbildung 38: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 7 ($f_p=146$ kHz)

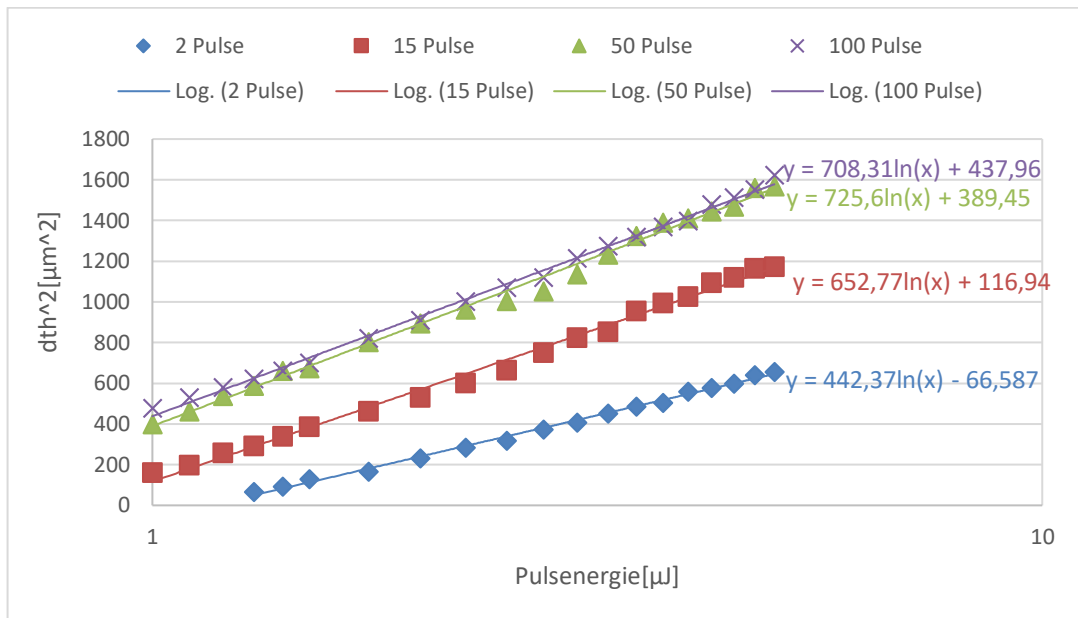


Abbildung 39: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 5 ($f_p=204$ kHz)

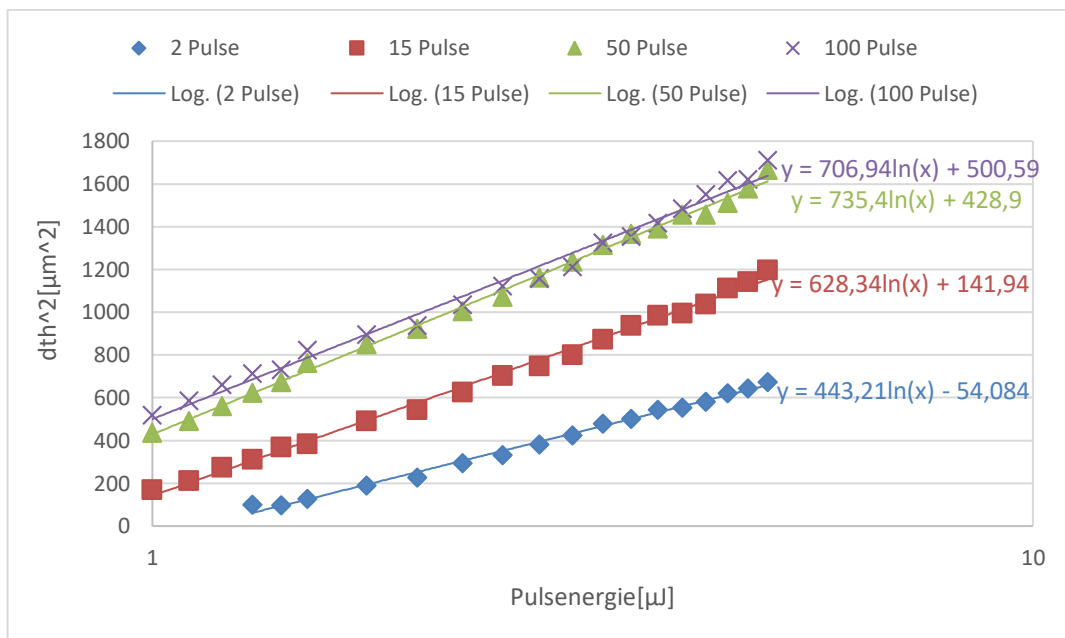


Abbildung 40: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 2 ($f_p=512$ kHz)

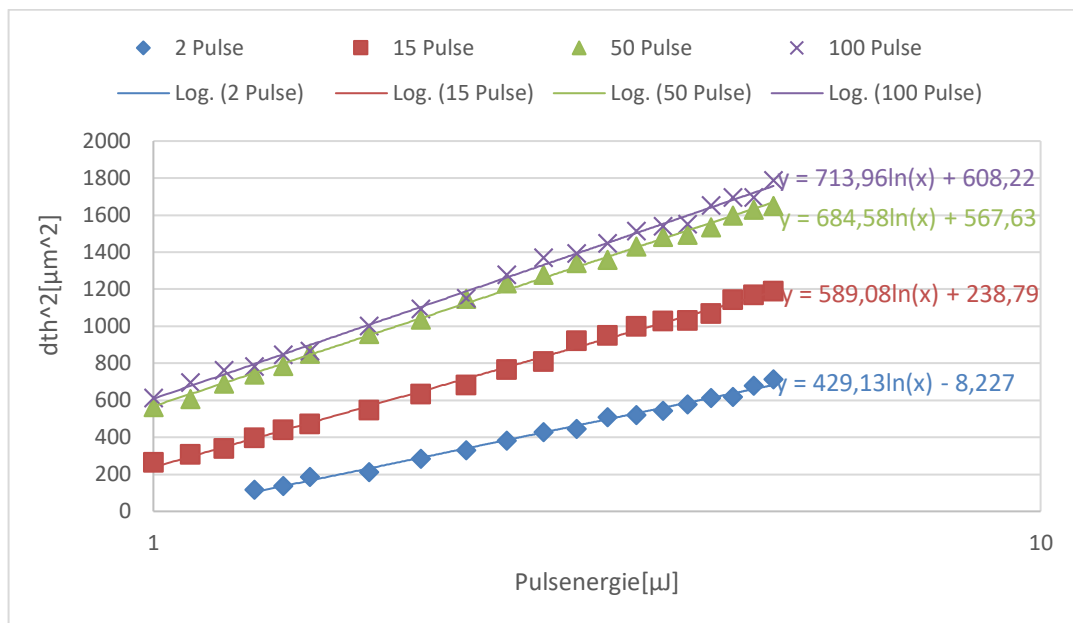
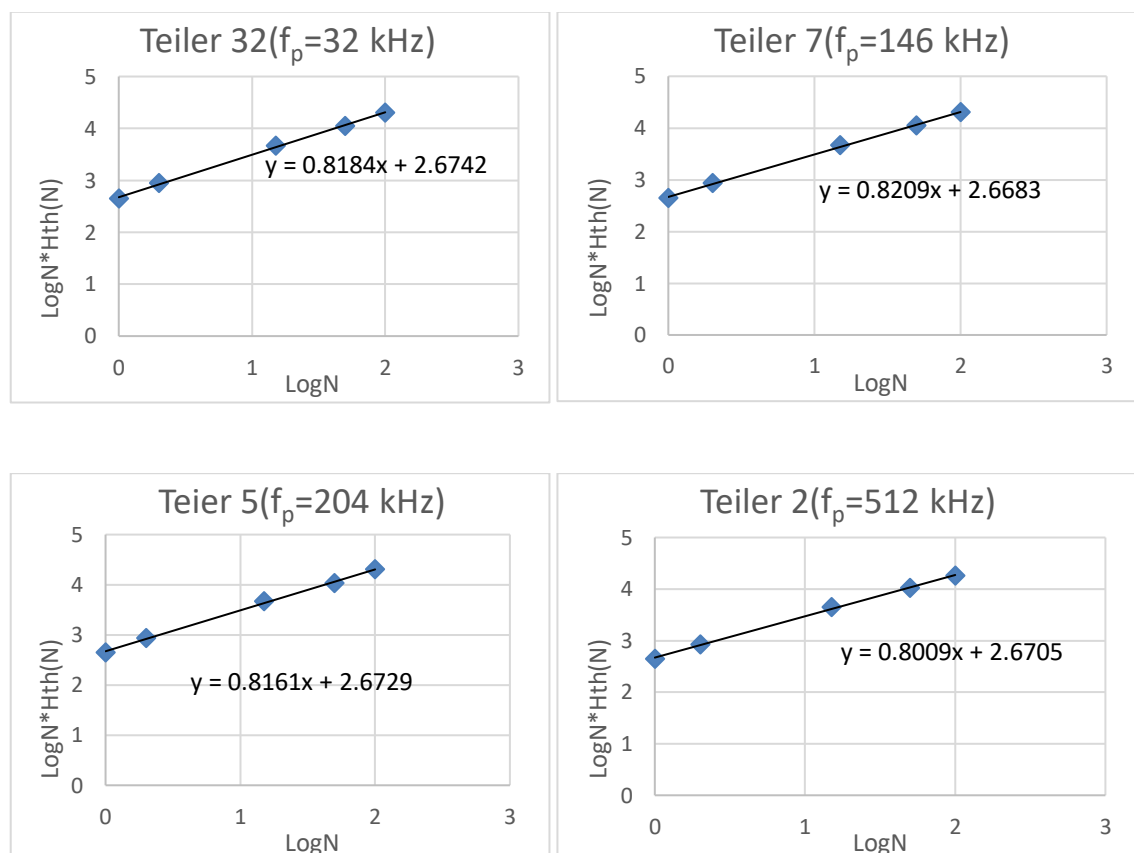
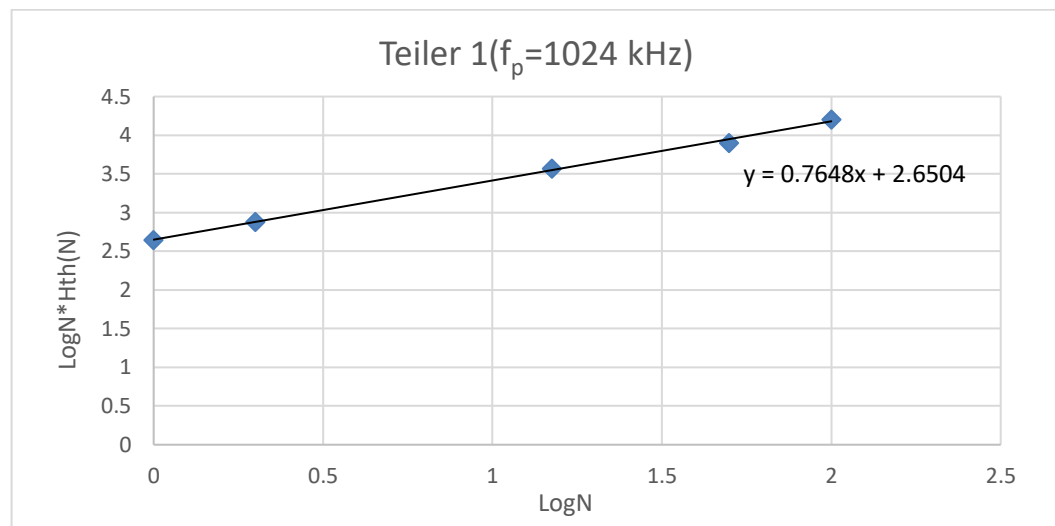


Abbildung 41: quadratische Abtragsdurchmesser über die Pulsenergie bei verschiedenen Pulsanzahlen bei Teiler 1 ($f_p=1024$ kHz)



Abbildung 42: $\text{LogN} \cdot H_{th}(N)$ über LogN bei Teiler 1- Teiler 64

Teiler	Pulsanzahl N	1	2	15	50	100	Inkubations- faktor S
32	Schwellfluenz $H_{th}[\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}]$	443.6	436.2	309.4	223.6	201.3	0,8184
7	Schwellfluenz $H_{th}[\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}]$	443.6	425.0	305.7	223.7	201.3	0,8209
5	Schwellfluenz $H_{th}[\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}]$	443.6	432.4	309.4	216.2	201.3	0,8161
2	Schwellfluenz $H_{th}[\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}]$	443.6	421.3	294.5	208.7	182.6	0,8009
1	Schwellfluenz $H_{th}[\text{mJ} \cdot \text{cm}^{-2}]$	443.6	380.2	249.8	160.3	160.3	0,7648

Tabelle 5: Schwellfluenz, Inkubationsfaktor bei verschiedenen Pulswiederholffrequenzen

Teiler	1	2	3	4	5	7	15	32	64
$f_p[\text{kHz}]$	1024	512	341,3	256	204,8	146,3	68,3	32	16
$H_{th}[\text{mJ}/\text{cm}^2]$	160,3	182,7	196,9	197,3	201,3	201,3	192,5	201,3	201,3

Tabelle 6: Die Schwellfluenz bei 100 Pulse über verschiedene Pulswiederholffrequenzen und entsprechende Teilern

Teiler 64($f_p=16\text{kHz}$)							
Pulsenergie[μ]	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Tiefe[μm]	7.24	8.28	8.83	9.45	9.76	9.98	10.13
Teiler 5($f_p=204\text{kHz}$)							
Pulsenergie[μ]	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Tiefe[μm]	7.69	8.43	9.26	9.87	10.35	10.85	11.07
Teiler 2($f_p=512\text{kHz}$)							
Pulsenergie[μ]	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
Tiefe[μm]	7.72	8.98	9.51	10.04	10.43	11.6	13

Tabelle 7: Tiefe in Abhängigkeit von Pulsenergie bei verschiedenen Pulswiederhol frequenzen

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe. Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ort, Datum

Vorname Nachname